



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/03.07.18.48-TDI

**CARACTERIZAÇÃO DO SISTEMA IMAGEADOR DO
EXPERIMENTO PROTOMIRAX E BUSCA POR
ASSINATURAS PERIÓDICAS DO CANDIDATO A
BURACO NEGRO 1E 1740.7-2942**

Paulo Eduardo Freire Stecchini

Dissertação de Mestrado do Curso
de Pós-Graduação em Astrofísica,
orientada pelo Dr. João Braga,
aprovada em 17 de fevereiro de
2017.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3NFLPDL>>

INPE
São José dos Campos
2017

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@inpe.br

COMISSÃO DO CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE (DE/DIR-544):

Presidente:

Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação (CPG)

Membros:

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

Dr. André de Castro Milone - Coordenação de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dra. Carina de Barros Melo - Coordenação de Laboratórios Associados (CTE)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação de Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Dr. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SID)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Marcelo de Castro Pazos - Serviço de Informação e Documentação (SID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SID)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/03.07.18.48-TDI

**CARACTERIZAÇÃO DO SISTEMA IMAGEADOR DO
EXPERIMENTO PROTOMIRAX E BUSCA POR
ASSINATURAS PERIÓDICAS DO CANDIDATO A
BURACO NEGRO 1E 1740.7-2942**

Paulo Eduardo Freire Stecchini

Dissertação de Mestrado do Curso
de Pós-Graduação em Astrofísica,
orientada pelo Dr. João Braga,
aprovada em 17 de fevereiro de
2017.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3NFLPDL>>

INPE
São José dos Campos
2017

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Stecchini, Paulo Eduardo Freire.

St31c Caracterização do sistema imageador do experimento protomirax e busca por assinaturas periódicas do candidato a buraco negro 1E 1740.7-2942 / Paulo Eduardo Freire Stecchini. – São José dos Campos : INPE, 2017.

xviii + 82 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/03.07.18.48-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2017.

Orientador : Dr. João Braga.

1. Astronomia de raios X. 2. Binárias com buracos negros.
3. Detectores de altas energias. 4. Análise temporal. 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/).

Aluno (a): **Paulo Eduardo Freire Stecchini**

Título: "CARACTERIZAÇÃO DO SISTEMA IMAGEADOR DO EXPERIMENTO
PROTOMIRAX E BUSCA POR ASSINATURAS PERIÓDICAS DO CANDIDATO A
BURACO NEGRO 1E 1740.7-2942"

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

Dr. Francisco José Jablonski


Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. João Braga


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

Dra. Cláudia Vilega Rodrigues


Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Marcos Perez Diaz


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

Este trabalho foi aprovado por:

maioria simples

unanimidade

São José dos Campos, 17 de fevereiro de 2017

“When convention and science offer us no answers, might we not finally turn to the fantastic as a plausibility?”

FOX MULDER

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Dr. João Braga, meu orientador, e aos Dr. Flavio D’Amico e Dr. Manuel Castro – orientadores não oficiais –, que, além de todo o conhecimento e direção passados (com toda a paciência necessária), me acolheram e sempre me trataram como amigo e colaborador no grupo de Astrofísica de Altas Energias do INPE.

Ao Dr. Francisco Jablonski, pela infindável disposição em me ajudar nas análises das séries temporais da parte observacional deste trabalho – conteúdo que ele mesmo me iniciou, como professor, no primeiro ano.

Ao Pepino, Sérgio e Cesinha, que tornaram possíveis e menos complicadas as atividades que desenvolvi no laboratório para a parte experimental deste trabalho.

A meus pais, Paulo e Dorinha, e minhas irmãs, Mônica e Cíntia, por terem não apenas aceitado mas apoiado e incentivado a minha (súbita) escolha pela vida acadêmica.

A minha namorada e amiga Bia, que abriu mão da vida praiana carioca para me acompanhar até o interior do estado de São Paulo e participar dessa nova etapa da minha vida – agora nossas vidas. São inumeráveis as diferentes maneiras de apoio que recebi e, portanto, não caberiam aqui.

Aos meus colegas de turma – futuros mestres –, Rafael e Lia, pela amizade e por dividirem comigo os momentos desafiadores desses últimos dois anos, dentro e fora do mestrado.

Ao pessoal da sala 6, pelo companheirismo e pelas (nem sempre) produtivas discussões acerca dos mais variados assuntos.

A todos os professores da Divisão de Astrofísica que intervieram de forma positiva na minha formação acadêmica e que foram, então, também cooperadores nesta dissertação.

A todos os funcionários do INPE, por viabilizar toda a comodidade (mais do que) necessária para a realização deste trabalho nas dependências do instituto.

À CAPES, pelo apoio financeiro.

RESUMO

Este trabalho é dividido em uma vertente experimental e uma observacional. O trabalho experimental consiste na realização de montagem, calibrações e testes do sistema de imageamento do experimento protoMIRAX, em desenvolvimento no INPE para lançamento em balão estratosférico em 2017. O sistema consiste no plano de detectores CdZnTe (CZT), o sistema eletrônico associado aos detectores, o colimador e a máscara codificada. Um subsistema de 9 detectores, num arranjo 3×3 , foi montado e calibrado no laboratório para testes com o uso de uma fonte radioativa e uma versão 5×5 da máscara codificada com padrão MURA. Foram desenvolvidos algoritmos para aquisição de dados, reconstrução das imagens, visualização dos espectros e correção de *flat-fielding* para cada canal de energia. Os testes incluíram as respostas do sistema de imageamento para diversos ângulos de incidência da radiação X e comparação com simulações do sistema completo 13×13 utilizando o pacote GEANT4. Resultados importantes foram alcançados para a caracterização de imagens de máscaras codificadas no caso de detectores individuais separados por uma certa distância no plano detector. O trabalho observacional consistiu na análise de uma série temporal contendo 10 anos de dados dos satélites INTEGRAL e *Swift* do candidato a buraco negro 1E 1740.7-2942, uma intensa fonte de raios X próxima ao Centro Galáctico que é provavelmente um sistema binário e um microquasar, embora a estrela companheira e o período orbital não tenham ainda sido detectados. Foram encontradas duas modulações periódicas em $\sim 12,6$ e ~ 171 dias com altos níveis de confiabilidade estatística. O período mais longo não havia sido ainda reportado na literatura, enquanto que o período mais curto foi atribuído por Smith et al. (2002) a um possível período orbital para o sistema. Com base nos resultados, este trabalho sugere que o sistema possa ser uma binária de raios X de alta massa.

Palavras-chave: Astronomia de raios X. Binárias com buracos negros. Detectores de altas energias. Análise temporal.

CHARACTERIZATION OF THE PROTOMIRAX EXPERIMENT DETECTING SYSTEM AND SEARCH FOR PERIODIC SIGNATURES OF THE BLACKHOLE CANDIDATE 1E 1740.7-2942

ABSTRACT

This master thesis' work is organized in an experimental and an observational sections. The experimental work consisted of the mounting, calibrating and testing of the imaging system of the protoMIRAX experiment, currently in development at INPE – scheduled to fly on board of a stratospheric balloon in 2017. The system is composed of a CdZnTe (CZT) detectors' arrangement, its associated electronics, a colimator and a coded mask. With a radioactive source and a 5×5 MURA pattern coded mask, a subsystem of 9 detectors – in a 3×3 configuration –, was mounted and calibrated for the tests in the lab. Algorithms for data acquisition, image reconstruction, spectrum visualization and flat-fielding correction were developed. The imaging system's response for several incidence angles of radiation was tested and compared with GEANT4 simulations of the full 13×13 system's response. Important results were achieved for coded mask imaging characterization, when individual detectors were separated by some distance in the detector plane. In the observational work, 10 years of INTEGRAL and *Swift* observations of the black hole candidate 1E 1740.7-2942 – an intense x-ray source around the Galactic Center, which probably belongs to a binary system and is a microquasar – were analyzed. Two periodic modulations of ~ 171 days and $\sim 12,6$ days were revealed with a high level of significance. Whereas the long-term modulation is new in the literature, the ~ 12.6 days modulation was previously reported by Smith et al. (2002) and interpreted as the system's orbital period. Considering this is the case, this work suggests that 1E 1740.7-2942 belongs to a high mass X-ray binary system.

Keywords: X-ray astronomy. Black hole binaries. High energy detectors. Time series analysis.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Absorção relativa devido à atmosfera terrestre em função do espectro eletromagnético.	2
1.2 Comparação entre a incidência de fótons de energias na faixa do visível e na faixa de raios X em uma superfície refletora, para ângulos intermediários (acima) e para ângulos rasantes (abaixo).	3
1.3 Diagrama exemplificando a técnica de incidência rasante utilizada em telescópios imageadores de raios X. A luz incidente é refletida pelos espelhos e focalizada em direção ao detector.	4
1.4 Desenho esquemático do método da máscara codificada.	4
1.5 Diagrama de um detector a cintilação.	6
2.1 Distribuição de HMXBs e LMXBs na Galáxia.	13
2.2 Sistema binário com uma estrela compacta de massa M_1 e uma estrela “normal” de massa M_2 , separadas de uma distância a e orbitando o centro de massa (CM) comum.	14
2.3 Seções dos equipotenciais de Roche no plano orbital.	15
2.4 Transferência de massa entre a estrela secundária e o objeto compacto.	16
2.5 Espectro de energia nos três estados de Cyg X-1	18
3.1 Imagem renderizada da gôndola do balão do protoMIRAX	22
3.2 Detector CZT e a eletrônica associada	23
3.3 Diagrama de um detector semicondutor	24
3.4 Coeficiente de Atenuação Linear para os semicondutores Ge, Si, CdTe e CdZnTe.	26
3.5 Produção do mapa de contagens no método da abertura codificada	28
3.6 Diagrama de bloco simplificado do subsistema de aquisição de dados do detector	30
4.1 Arranjo 3×3 de detectores de CdZnTe para a realização de testes de caracterização.	31
4.2 Padrão MURA 3×3 da máscara codificada para os testes.	32
4.3 Diagrama que mostra as etapas envolvidas na aquisição de dados para os testes.	33
4.4 Calibração em energia dos detectores	34
4.5 Espectro em energia do ^{241}Am para um dos detectores	35
4.6 Desenho da montagem detectores/máscara para os testes	36

4.7	Diagrama qualitativo indicando que existem 9 (3×3) regiões distinguíveis dentro do campo de visada	37
4.8	Mapa de contagens para os canais em torno do pico	39
4.9	Imagem reconstruída com a fonte posicionada na direção do centro do plano de detectores	39
4.10	Imagem simulada da região da Nebulosa do Caranguejo	40
4.11	Imagem simulada da região do Centro Galáctico	40
4.12	Mapa de <i>flat-field</i>	42
4.13	Imagens reconstruídas antes e após a aplicação da técnica de <i>flat-field</i>	42
4.14	Imagem reconstruída com a fonte deslocada verticalmente de 1 <i>sky-bin</i> em relação ao centro	43
4.15	Imagem reconstruída com a fonte deslocada verticalmente de $1/2$ <i>sky-bin</i> em relação ao centro	44
4.16	Contagens por <i>bin</i> para os três testes de reconstrução de imagem.	45
4.17	Imagens simuladas para uma fonte localizada em 4 ângulos distintos	47
4.18	Mapas de contagens dos detectores para os 4 ângulos simulados	48
4.19	Ajuste Gaussiano bidimensional para os dois picos presentes na imagem reconstruída	49
5.1	Região do Centro Galáctico observada pelos telescópios do observatório orbital russo GRANAT	51
5.2	54
5.3	Curvas de luz de 1E 1740.7-2942 no período de 2005 a 2015.	58
5.4	Periodograma de Lomb-Scargle dos dois conjuntos de dados.	59
5.5	Superposição dos espectros de potência e o espectro cruzado.	60
5.6	Diagramas de Fase para $P = 171,1$ dias	61
5.7	Resultado da aplicação de um interpolador do tipo LOWESS para remoção de tendências nas baixas frequências	62
5.8	Periodograma de Lomb-Scargle com o eixo vertical em escala logarítmica.	63
5.9	Procedimento Scrambling	64
5.10	Periodograma de Lomb-Scargle para a região próxima ao pico de $\sim 12,61$ dias.	65
5.11	Diagrama de Fase para $P = 12,61$ dias	66

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Classificação de sistemas binários de raios X.	13
3.1 Propriedades de alguns semicondutores	25
5.1 Sumário das duas amostras dados	55
5.2 Sistemas binários de raios X com buracos negros	67

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 BINÁRIAS DE RAIOS X	9
2.1 Acreção como fonte de energia	9
2.1.1 O limite de Eddington	10
2.1.2 A faixa de emissão	11
2.2 Binárias de alta e de baixa massa	12
2.2.1 O Lóbulo de Roche	14
2.2.2 Formação do disco	15
2.3 Binárias de raios X com buracos negros	16
2.3.1 Estados de emissão	18
3 O EXPERIMENTO PROTOMIRAX	21
3.1 Visão Geral	21
3.2 Os detectores	22
3.2.1 A escolha pelo semicondutor CZT	23
3.3 A máscara codificada	27
3.3.1 A escolha pelo padrão MURA	27
3.4 Eletrônica e Sistema de aquisição de dados	29
4 CARACTERIZAÇÃO DO SISTEMA DE DETECÇÃO DO PROTOMIRAX	31
4.1 Introdução	31
4.2 Materiais e Métodos	31
4.2.1 A fonte de ^{241}Am	32
4.2.2 A máscara codificada	32
4.2.3 A aquisição de dados	33
4.3 Testes de Laboratório	34
4.3.1 Calibração em Energia e Ajuste no LLD	34
4.3.2 Imageamento	36
4.3.2.1 Montagem	36
4.3.2.2 Imagem no Centro	38
4.3.2.3 Um exemplo de <i>flat-field</i>	41

4.3.2.4	Imagem deslocada de um <i>sky-bin</i>	43
4.3.2.5	Imagem posicionada em um <i>sky-bin</i> intermediário	44
4.3.2.6	Simulações comparativas	46
5	ANÁLISE TEMPORAL DE 1E 1740.7-2942	51
5.1	Introdução	51
5.2	Metodologia	53
5.2.1	Os Conjuntos de dados	53
5.2.1.1	Dados do INTEGRAL	53
5.2.1.2	Dados do Swift	55
5.2.2	Séries temporais resultantes	55
5.2.2.1	Ferramentas de análise	56
5.3	Resultados	57
5.3.1	Período Superorbital	59
5.3.2	Período Orbital	62
5.4	Discussões	66
5.4.1	Período Superorbital	66
5.4.2	Período Orbital	67
6	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	69
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	71

1 INTRODUÇÃO

Astrofísica de altas energias é o ramo da astronomia dedicado ao estudo, observação e detecção de partículas e fótons altamente energéticos emitidos por objetos celestes. A expressão “altas energias” é por muitas vezes vaga, tendo diferentes limites e intervalos que dependem sobretudo do campo de aplicação. Em astronomia, é comumente associada à faixa do espectro eletromagnético referente ao ultravioleta extremo, raios X e raios gama; além de partículas carregadas, como raios cósmicos e neutrinos. Subsequente a esta seção de introdução, o termo “altas energias” se referirá, salvo quando explicitado o contrário, a fótons na faixa de energia correspondente aos raios X, especificamente aos raios X duros, estabelecidos aqui a compreender entre 20 e 200 keV.

Fótons de raios X possuem energia cerca de 10^3 vezes maior que a de fótons ópticos. Isso significa que, comparando radiação oriunda de processos térmicos, um objeto com pico de emissão em raios X teria temperatura três ordens de grandeza maior que a de um objeto com o pico de emissão em luz visível, como nosso Sol. Até o início da década de 1960, poucos astrônomos acreditavam que existissem no Universo objetos capazes de alcançar essas temperaturas (CHARLES; SEWARD, 1995). Apenas em 1962 um foguete da *American Science and Engineering* (AS&E), equipado com contadores Geiger, detectou a primeira fonte emissora de raios X fora do sistema solar que, por estar localizada na constelação de Escorpião (Scorpion), foi nomeada Sco X-1 (GIACCONI et al., 1962). Esse desenvolvimento tardio da astronomia de raios X, quando comparado ao das áreas dedicadas aos demais comprimentos de onda (e.g. óptico, rádio), foi devido ao fato de que raios X não conseguem penetrar a atmosfera da Terra (Figura 1.1) – por causa principalmente da absorção fotoelétrica –, tornando impraticável a sua observação utilizando telescópios terrestres. Além de foguetes, como o que descobriu Sco X-1, a única outra opção para detecção era utilizar balões estratosféricos. O crescente interesse na área após a descoberta de Sco X-1 e o progresso na tecnologia espacial possibilitaram, em dezembro de 1970, o lançamento do primeiro satélite abrigando um telescópio dedicado exclusivamente à detecção de fontes astrofísicas de raios X, o UHURU (GIACCONI et al., 1971).

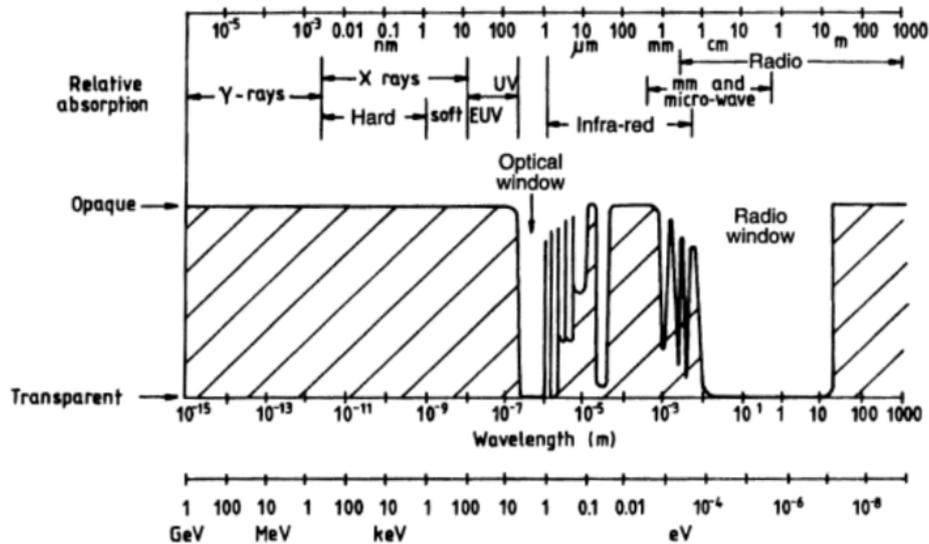


Figura 1.1 - Absorção relativa devido à atmosfera terrestre em função do espectro eletromagnético.

Fonte: Smith (1995)

O telescópio UHURU e os telescópios espaciais subsequentes de raios X (e.g. Copernicus, Ariel-V, HEAO-A) dispunham de contadores proporcionais a gás e colimadores. O contador proporcional a gás é um tipo de detector sucessor ao contador Geiger que propicia, de adicional, uma mínima resolução da energia incidente – uma vez que gera uma altura de pulso proporcional à energia incidente. Os colimadores eram utilizados a fim de restringir o campo de visada e conseqüentemente evitar/minimizar sinais não desejados; técnica necessária para diminuir o ruído de fundo, mas que não permite identificar objetos no campo de visada. Apesar dessas limitações e de não serem capazes de produzir imagens, esses telescópios primordiais revolucionaram a astronomia de raios X. O próprio UHURU, que foi apenas o primeiro, proporcionou a descoberta de mais de 300 fontes de raios X e possibilitou os primeiros estudos detalhados de binárias de raios X, tais como Cen X-3 (primeiro pulsar de raios X identificado), Vela X-1, Her X-1 e Cygnus X-1, esse último o primeiro objeto celeste candidato a buraco negro (FORMAN et al., 1978).

A natureza penetrante de fótons de raios X não permite que sejam construídos telescópios imageadores fazendo uso das mesmas técnicas adotadas em telescópios ópticos. Diferente da luz visível, que é refletida facilmente pela maioria das superfícies planas polidas, fótons de raios X só são refletidos quando incidem a ângulos

muito pequenos em relação à superfície, situação que exige uma abordagem diferente (Figura 1.2).

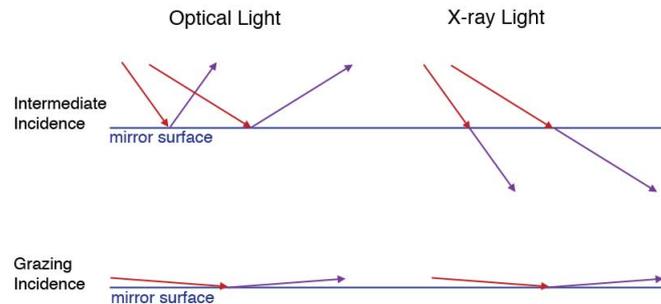


Figura 1.2 - Comparação entre a incidência de fótons de energias na faixa do visível e na faixa de raios X em uma superfície refletora, para ângulos intermediários (acima) e para ângulos rasantes (abaixo).

Fonte: NASA (2013)

O primeiro telescópio imageador de raios X foi o HEAO-B (1978), renomeado como Einstein após o lançamento (GIACCONI et al., 1979). A técnica utilizada foi a de incidência ou reflexão rasante, proposta inicialmente pelo físico alemão Hans Wolter, em que superfícies de metal polido são 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 1.3), possibilitando obter informações da localização da fonte dentro do campo de visada do instrumento (KITCHIN, 1991). Esse tipo de telescópio recebeu o nome Wolter, em homenagem ao seu idealizador. O observatório Einstein produziu um catálogo com mais de 5000 fontes, além de ter sido o primeiro a fornecer um mapeamento médio e profundo da Galáxia em raios X. Outras missões como o ROSAT (TRUEMPER, 1990), Chandra (MULLINS et al., 1999) e XMM-Newton (BARRE et al., 1999) também utilizaram¹ telescópios com essa técnica. Embora sejam excelentes instrumentos imageadores, não são capazes de gerar imagens para fótons de energias superiores a ~ 15 keV, permanecendo na faixa do espectro correspondente aos denominados raios X moles (< 20 keV). Lançado em 2012, o NuSTAR trouxe uma adaptação da montagem do telescópio Wolter que permite operar em uma faixa maior (até 79 keV), contudo não cobrindo ainda toda a faixa dos raios X duros (HARRISON et al., 2013).

¹Chandra e XMM estão ainda em operação.

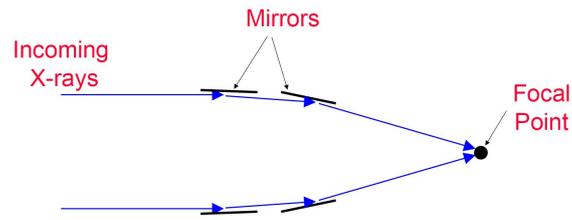


Figura 1.3 - Diagrama exemplificando a técnica de incidência rasante utilizada em telescópios imageadores de raios X. A luz incidente é refletida pelos espelhos e focalizada em direção ao detector.

Fonte: NASA (2013)

Uma alternativa à técnica de incidência rasante, que permite o imageamento de fótons compreendidos na faixa de raios X duros, é o método de abertura codificada (ou apenas máscara codificada). O conceito básico é semelhante ao de uma câmera *pinhole* simples, na qual um orifício é feito em um anteparo composto de material opaco à radiação de interesse. No método em questão, vários orifícios (elementos abertos) são feitos, aumentando a área coletora e arranjados de tal maneira que seja projetada no detector uma sombra diferente para cada fonte presente no campo de visada (Figura 1.4). Conhecendo o padrão da máscara, as sombras sobrepostas podem ser distinguidas possibilitando, através de um algoritmo de decodificação, determinar a localização de cada objeto e fornecer uma imagem (DICKE, 1968).

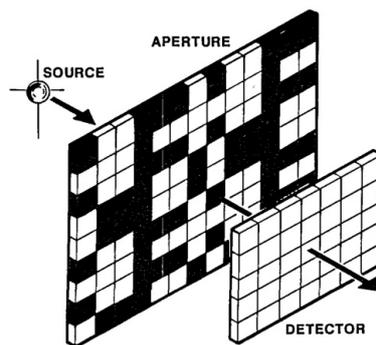


Figura 1.4 - Desenho esquemático do método da máscara codificada. Conceito semelhante ao de uma câmera *pinhole* simples, mas, no método descrito, vários orifícios são feitos com o objetivo de aumentar a área coletora.

Fonte: Gottesman e Fenimore (1989)

O contínuo desenvolvimento de telescópios imageadores contribuiu significativamente no que diz respeito à resolução angular e à cobertura do espectro eletromagnético nas bandas de raios X e/ou raios gama. Juntamente a esse progresso, fez-se necessário o avanço dos detectores para que as informações fossem coletadas com mais eficiência e com melhor resolução espectral e temporal. Uma das primeiras evoluções foi a utilização de detectores de estados sólidos ao invés de gasosos. Posto que a eficiência de detecção é diretamente proporcional à densidade do material coletor, a dimensão do detector pode ser mantida muitas vezes menor que a de um detector a gás equivalente, uma vez que a densidade de sólidos é centenas ou milhares de vezes maior que a de qualquer gás.

O primeiro tipo de detector a utilizar um meio sólido foi o detector a cintilação, seguido dos detectores semicondutores. Materiais cintiladores emitem fótons em comprimentos de onda na faixa do visível quando atingidos por radiação ionizante. Num detector convencional, muitos desses fótons atingem o fotocátodo de uma fotomultiplicadora. Os elétrons liberados no fotocátodo são multiplicados (i.e. amplificados) por um grande fator e o pulso resultante é analisado em um circuito eletrônico externo (Figura 1.5). Embora esses detectores tenham sido amplamente utilizados em missões espaciais importantes, tais como *Gamma-Ray Observatory* - CGRO (PENDLETON et al., 1991), *High Energy Astrophysical Observatory* - HEAO-1 (WHEATON et al., 1977) e a *Rossi X-Ray Timing Explorer* - RXTE (LEVINE et al., 1996), a sequência de eventos necessários para seu funcionamento envolve muitas etapas não eficientes que acabam por comprometer a resolução espectral. Além disso, a diferença de potencial exigida para a amplificação do sinal na fotomultiplicadora é alta, da ordem de 2000 volts (KNOLL, 1989). Assim, desde o desenvolvimento dos detectores semicondutores (que serão posteriormente explicados com mais detalhes) para fins astrofísicos, as missões espaciais têm optado por utilizá-los a fim de garantir melhor eficiência e resolução espectral na faixa dos raios X duros e raios gama. Como exemplo da utilização de detectores semicondutores em missões astrofísicas para altas energias, tem-se: os dois instrumentos a bordo do satélite INTEGRAL (LEBRUN et al., 1996), IBIS (15 keV - 10 MeV) e SPI (20 keV - 8 MeV), que utilizam CdTe e Ge, respectivamente; o BAT (15 - 150 keV) a bordo do satélite *Swift* (GEHRELS et al., 2004); e o equipamento principal da missão NuSTAR (3 - 79 keV), que utilizam CdZnTe.

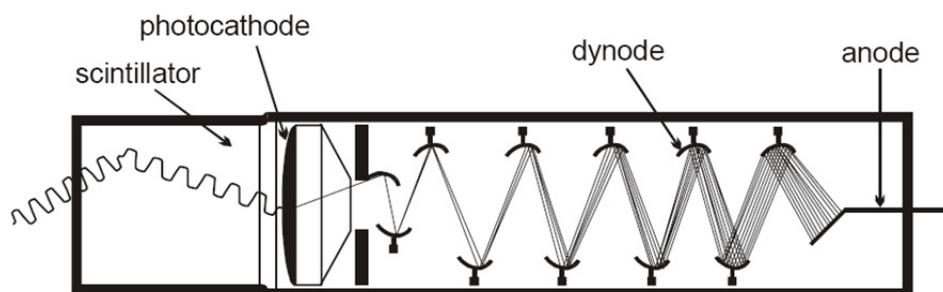


Figura 1.5 - Diagrama de um detector a cintilação. Quando atingidos por radiação ionizante, materiais cintiladores emitem fótons em comprimentos de onda na faixa do visível, que são detectados por um fotocátodo produzindo um pulso de elétrons. Esses são então multiplicados em uma fotomultiplicadora e posteriormente medidos em um circuito externo (não mostrado na Figura.)

Fonte: Nuclear Security & Safeguards Education (2009)

Este trabalho é dividido em duas vertentes, uma experimental e uma observacional. Na vertente experimental, descreve-se o resultado de testes de laboratório realizados com uma versão reduzida do sistema de detecção que voará a bordo do experimento com balão estratosférico protoMIRAX (BRAGA et al., 2015). Esse experimento, atualmente em desenvolvimento pelo grupo de Altas Energias da Divisão de Astrofísica do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, será um imageador de raios X duros construído como um protótipo da missão MIRAX (Monitor e Imageador de Raios X), com data de lançamento ainda indefinida (BRAGA et al., 2004; BRAGA, 2006; CASTRO et al., 2016). A vertente observacional consiste de um estudo temporal do objeto candidato a buraco negro 1E 1740.7-2942 realizado com aproximadamente 13 anos de dados das missões espaciais INTEGRAL e *Swift*.

O texto está dividido em 5 capítulos a partir dessa introdução. No Capítulo 2 é apresentada uma fundamentação teórica acerca de sistemas binários de raios X, em especial dos sistemas em que o objeto compacto é um buraco negro. No Capítulo 3 detalha-se o experimento protoMIRAX, com ênfase nas componentes de seu sistema de detecção. No Capítulo 4, é descrita a metodologia utilizada para a realização dos testes com a versão reduzida desse sistema de detecção. Os testes consistem principalmente da caracterização de imagens de laboratório para o tipo de plano detector do protoMIRAX. As imagens são apresentadas e comparadas com resultados de simulações realizados pelo grupo. No Capítulo 5 são apresentadas a metodologia utilizada para a análise temporal de 1E 1740.7-2942, as modulações periódicas en-

contradas e uma discussão sobre seus possíveis significados. Por fim, no Capítulo 6, são apresentadas as conclusões e perspectivas para as duas vertentes do trabalho.

2 BINÁRIAS DE RAIOS X

Binárias de raios X, como o nome sugere, são objetos que emitem radiação na faixa do espectro eletromagnético correspondente aos raios X. Os sistemas são compostos por um objeto compacto (i.e. buraco negro, estrela de nêutrons) e uma estrela companheira, denominados também por componente primária e estrela secundária, respectivamente¹. Além do Sol e de outras fontes do sistema solar, as binárias de raios X foram as primeiras fontes cósmicas de raios X descobertas, por estarem relativamente próximas e por serem abundantes em nossa Galáxia. Scorpius X-1 e Cygnus X-1 foram as primeiras identificadas como binária de estrela de nêutrons e binária de buraco negro, respectivamente. Os processos físicos responsáveis pela luminosidade observada em raios X desses objetos permaneceram desconhecidos por bastante tempo, até mesmo após a descoberta dos primeiros sistemas. Assim como foi descartada a hipótese de que a principal fonte de energia do Sol teria origem gravitacional ou térmica - por ser energia insuficiente para manter sua luminosidade durante seu período de vida - reações nucleares como as que ocorrem no interior das estrelas são inadequadas para justificar a luminosidade em raios X detectada em binárias. Sabe-se hoje que, devido ao fluxo de matéria da estrela secundária para o objeto compacto, um disco de acreção pode ser formado e que a extração de energia potencial gravitacional do material acretado é a principal fonte de energia desses sistemas.

2.1 Acreção como fonte de energia

No contexto deste trabalho, chama-se de acréscimo ou acreção ao acúmulo de matéria em volta da primária devido à perda de massa da estrela secundária por forças de maré causadas pelo potencial gravitacional (da componente primária). Sistemas binários têm sido de grande importância no entendimento de acreção como fonte de energia. Além desses sistemas revelarem diretamente mais sobre sua natureza (e.g. massa) se comparados a outros objetos celestes, acredita-se que estejam entre os objetos mais abundantes do Universo, ou seja, a maioria das estrelas compõe sistemas binários e é provavelmente submetida à transferência de massa em algum estágio de sua evolução (FRANK *et al.*, 1992). Em sistemas binários com duas estrelas normais, em que há transferência de massa, a energia provinda das reações nucleares supera em milhares de vezes a energia produzida devido à acreção. O mesmo ocorre com sistemas em que o objeto compacto é uma anã branca, mas por um fator menor,

¹Apesar de também se caracterizarem como objetos compactos, anãs brancas em sistemas binários são comumente chamadas de variáveis cataclísmicas e não farão parte aqui da definição de binárias de raios X.

de 20-50 vezes. Já no caso de sistemas binários de raios X, a luminosidade oriunda da extração da energia potencial gravitacional do disco de acreção pode vir a ser centenas de vezes superior àquela produzida nas reações nucleares da estrela secundária (FRANK et al., 1992). Da relação $\Delta E_{ac} = GMm/R$, com M e R sendo a massa e o raio do objeto compacto, respectivamente, m a massa acretada e E_{ac} a energia liberada devido à acreção, nota-se que a eficiência do processo está diretamente relacionada com a compactidade, dada pela razão M/R da componente primária. Para uma compactidade constante, a luminosidade dE_{ac}/dt dependerá essencialmente da taxa com que a massa é transferida da secundária para o objeto compacto, dm/dt . Há, no entanto, uma luminosidade máxima para o qual o disco consegue se manter estável, estabelecendo um limite, portanto, para a taxa de acreção de matéria. Esse limite é abordado na subseção seguinte.

2.1.1 O limite de Eddington

O conceito de luminosidade de Eddington foi 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, expulsando a matéria. Embora existam discordâncias acerca do limite clássico de Eddington como boa aproximação para binárias, o mesmo tem sido amplamente utilizado como referenciador para a luminosidade do sistema como um todo e em geral representa uma boa estimativa em ordem de grandeza. Muitas suposições que seriam inicialmente aceitáveis para casos de estrelas isoladas mas que nem sempre são boas aproximações para o sistema com disco de acreção são feitas, tais como: (1) simetria esférica; (2) acreção lenta e estável (*steady state*); (3) emissão isotrópica; (4) sistema estacionário; (5) gás composto apenas de hidrogênio e totalmente ionizado; (6) pressão de gás desprezível e (7) espalhamento Thomson como a única fonte de opacidade (HEINZELER; DUSCHL, 2007). De acordo com as condições (1) e (3), tanto o fluxo radiativo para fora quanto a força gravitacional para dentro obedecem à lei do quadrado da distância; a condição (2) garante que para qualquer instante haja equilíbrio entre as forças radiativas e gravitacionais; a condição (4) despreza os efeitos de rotação; a condição (5) permite expressar a massa do material acretado em função apenas da massa do próton ($m_p + m_e \approx m_p$); e as condições (6) e (7) permitem considerar apenas a força radiativa exercida pelos elétrons livres (seção de choque de espalhamento dos prótons desprezível em relação à dos elétrons). Assim, contrapondo a força radiativa (F_r) com a força gravitacional (F_g), tem-se

$$F_r = \frac{L_{\text{Edd}}\sigma_T}{4\pi r^2 c} = \frac{GMm_p}{r^2} = F_g, \quad (2.1)$$

onde L_{Edd} é a luminosidade de Eddington, σ_T é a seção de choque de Thomson², c é a velocidade da luz no vácuo e G é a constante gravitacional. Calculando L_{Edd} :

$$L_{\text{Edd}} = 4\pi GMm_p c / \sigma_T \cong 1,3 \times 10^{38} (M/M_\odot) \text{ erg s}^{-1}. \quad (2.2)$$

Para valores de luminosidade superiores, a pressão de radiação excederia a atração gravitacional e o acréscimo de matéria seria interrompido. É importante notar que o cálculo da luminosidade de Eddington depende apenas da massa do objeto compacto e como já mencionado, apesar de todas as suposições feitas os resultados são largamente utilizados como referência.

2.1.2 A faixa de emissão

Estabelecendo a luminosidade de Eddington como parâmetro para a luminosidade de sistemas binários é possível estimar, em ordem de grandeza, a faixa do espectro eletromagnético referente à radiação emitida pelos discos de acreção em objetos compactos. Para o limite inferior de energia considera-se que o sistema irradia como corpo negro, condição em que qualquer objeto perde energia de forma mais eficiente (LONGAIR, 2011). Assim, o fluxo e por consequência a luminosidade dependem apenas da temperatura T_{bb} , de tal forma que

$$T_{bb} = \left(\frac{L_{\text{Edd}}}{4\pi R^2 \sigma} \right)^{1/4} = \left(\frac{1,3 \times 10^{38} (M/M_\odot)}{4\pi R^2 \sigma} \right)^{1/4}, \quad (2.3)$$

onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann³. Para valores de estrelas de nêutrons com massa $M = 1 M_\odot$ e $R = 10$ km, obtém-se uma temperatura de corpo negro (T_{bb}) de aproximadamente 10^7 K. Para o limite superior, considera-se que toda a energia potencial gravitacional extraída do disco é transformada em energia térmica, levando o sistema à temperatura máxima T_t . Pelo teorema de virial, a energia térmica total será $\frac{3}{2}kT_t$ que, igualando à energia potencial gravitacional $GM(m_p + m_e)/R^2 \approx GMm_p/R^2$, fornece

$$T_t = \frac{GMm_p}{3kR}, \quad (2.4)$$

onde k é a constante de Boltzmann⁴. Para os mesmos valores de massa e raio utilizados anteriormente, a temperatura obtida é de aproximadamente 10^{12} K (FRANK et al., 1992). Definidos os valores mínimos e máximos, pode-se assumir que a temperatura de radiação na borda interna do disco esteja na condição $T_{bb} \leq T_{rad} \leq T_t$. Para

²Em unidades cgs: $6,6525 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$

³Em unidades cgs: $5,6705 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2}$

⁴Em unidades cgs: $1,3807 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$

a energia típica de um fóton $h\nu = kT$, $kT_{bb} \approx 1 \text{ keV}$ e $kT_t \approx 50 \text{ MeV}$ e, portanto, os valores de energia E esperados para um sistema binário em que o objeto compacto é uma estrela de nêutrons são

$$1 \text{ keV} \leq E \leq 50 \text{ MeV}. \quad (2.5)$$

Valores semelhantes são encontrados para buracos negros de massa típica $10M_\odot$ e raio de Schwarzschild $R_S \sim 2GM/c^2$. Do valor mínimo, é interessante notar que objetos compactos acretantes em binárias de raios X com luminosidades próximas à de Eddington devem emitir a maior parte de sua energia na faixa dos raios X.

2.2 Binárias de alta e de baixa massa

Sistemas binários de raios X podem ser divididos em duas categorias, de acordo com a principal maneira como a transferência de massa entre a estrela secundária e o objeto compacto ocorre. Como o modo de transferência é, em geral, função da massa da estrela companheira, as categorias foram denominadas 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 de sistemas em que o objeto compacto acreta material proveniente de uma estrela massiva, tipicamente de massa $M \gtrsim 10 M_\odot$ (e.g., classe O ou B). A secundária sofre elevada taxa de perda de massa devido aos ventos estelares, que ejetam matéria em direção ao poço de potencial gravitacional da primária, podendo acarretar na formação de um disco. O vento pode ser favorecido e aumentado caso a estrela OB esteja próxima de preencher o potencial crítico do Lóbulo de Roche (ver, e.g., TAURIS; HEUVEL, 2006). No segundo grupo, das LMXBs, a componente primária acreta material de uma estrela pouco massiva, tipicamente de massa $M \lesssim M_\odot$ (e.g., classe F ou G), que evoluiu para efetivamente preencher o Lóbulo de Roche e transferir massa por transbordamento (*Roche-lobe overflow* - RLO).

A diferença de massa entre as secundárias acarreta em propriedades evolutivas e observacionais distintas para cada grupo. Para observações no óptico, a luminosidade das HMXBs é dominada pela emissão da estrela companheira, enquanto que para as LMXBs é a emissão do disco de acreção que predomina. Em raios X, binárias de alta massa costumam exibir comportamentos periódicos mais bem definidos, diferente dos sistemas de baixa massa, mais comumente caracterizados pela ocorrência de variações quasi-periódicas (*quasi-periodic oscillations* - QPO), evidenciadas quando do estudo no domínio da frequência, em que os picos das modulações são mais alargados (ver, e.g., KYLAFIS, 1995). Outra característica diferente observada é que a

parte térmica do espectro é dominada por energias superiores a ~ 15 keV e inferiores a ~ 10 keV, para as binárias de alta e baixa massa, respectivamente. Acredita-se também que, devido ao tipo espectral das companheiras, HMXBs sejam sistemas mais jovens, em que o objeto compacto tenha sido relativamente recém-formado (WHITE et al., 1983). A Tabela 2.1 resume as principais diferenças entre os dois grupos e a Figura 2.1 apresenta a distribuição dos sistemas binários de alta massa (círculos preenchidos) e de baixa massa (círculos abertos) na Galáxia.

Tabela 2.1 - Classificação de sistemas binários de raios X.

	HMXB	LMXB
Espectro em raios X	$kT \geq 15$ keV	$kT \leq 10$ keV
Processo de acreção	Vento ou RLO atmosf. ^a	RLO
Escala de tempo da acreção	10^5 anos	$10^7 - 10^9$ anos
Comportamento temporal	periódico (PO)	quasi-periódico (QPO)
População estelar	Jovem, idade $< 10^7$ anos	Velha, idade $> 10^9$ anos
Estrela companheira	O-B, $\gtrsim 10 M_{\odot}$	F a M, $\lesssim M_{\odot}$

^aTransbordamento atmosférico do Lóbulo de Roche (SAVONIJE, 1983)

Fonte: Adaptado de Tauris e Heuvel (2006) e Kylafis (1995)

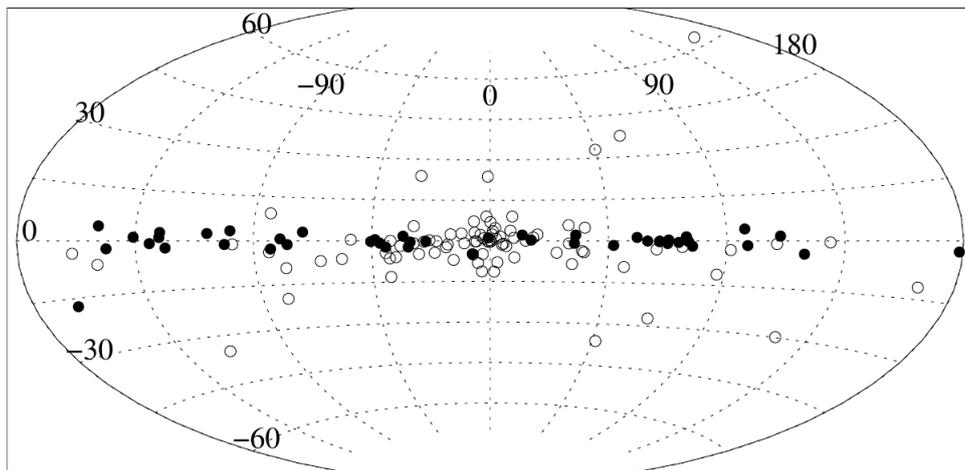


Figura 2.1 - Distribuição de HMXBs (círculos fechados) e LMXBs (círculos abertos) na Galáxia. Um total de 52 HMXBs e 86 LMXBs são mostrados. É possível notar a concentração das LMXBs no bojo e das HMXBs ao longo do disco Galáctico.

Fonte: Grimm et al. (2002)

Embora a acreção em binárias de alta massa seja frequentemente atribuída ao vento estelar, existe ainda grande discussão acerca de um possível transbordamento do Lóbulo de Roche nesses sistemas e da sua parcela de contribuição para a transferência de massa (ver, e.g., DAY; STEVENS, 1993, PODSIADLOWSKI et al., 2003 e HADRAVA; CECHURA, 2012). Por essa razão, a subseção seguinte aborda esse mecanismo, qualitativamente e sem perda de generalidade.

2.2.1 O Lóbulo de Roche

O termo “Lóbulo de Roche” é utilizado aqui para descrever a região, em torno da binária, onde o material orbitante está gravitacionalmente ligado às componentes do sistema. O fundamento para derivar essa região é considerar a órbita de uma partícula teste de massa desprezível no campo gravitacional gerado devido a dois corpos orbitando seu centro de massa comum sob a influência de suas atrações gravitacionais mútuas (FRANK et al., 1992). Nesse caso, o campo gravitacional gerado pelos dois corpos pode ser aproximado pelo campo gerado por duas massas puntiformes, M_1 e M_2 , o que possibilita avaliar o potencial resultante das forças gravitacionais e centrífugas que a partícula hipotética sofre em relação a cada objeto e traçar superfícies equipotenciais. A Figura 2.2 mostra a configuração básica dessa situação.

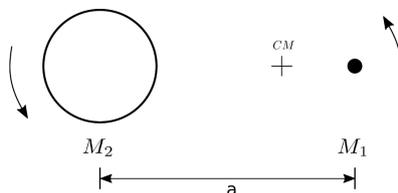


Figura 2.2 - Sistema binário com uma estrela compacta de massa M_1 e uma estrela “normal” de massa M_2 , separadas de uma distância a e orbitando o centro de massa (CM) comum.

Próximo a cada objeto o potencial é dominado pelo potencial gravitacional, com superfícies equipotenciais praticamente esféricas. À medida em que a partícula se afasta de um objeto, por exemplo de M_2 em direção a M_1 , dois efeitos começam a distorcer essa superfície: o efeito de maré devido à aproximação com M_1 causa o alongamento da superfície em sua direção, e a diminuição da força centrífuga devido ao afastamento em relação a M_2 provoca um achatamento nas regiões laterais. Isso resulta numa superfície em forma de gota, com a maior dimensão ao longo da linha que une o centro dos dois objetos. A superfície equipotencial mais importante

do ponto de vista da evolução de sistemas binários é a superfície crítica, de seção transversal em forma de oito, que passa pelo chamado ponto interior de Lagrange (L_1) que é um ponto de sela. Os dois volumes delimitados por essa superfície são os Lóbulos de Roche de cada estrela. A Figura 2.3 mostra as curvas equipotenciais de Roche para um sistema binário de razão de massa $q = M_2/M_1 = 0.25$.

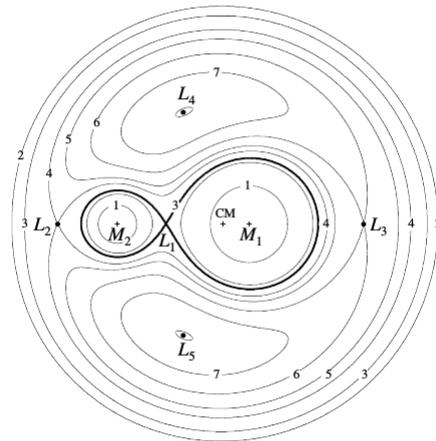


Figura 2.3 - Seções dos equipotenciais de Roche no plano orbital.

Fonte: Frank et al. (1992)

A importância dessa geometria está no fato de que, uma vez preenchido o Lóbulo de Roche da estrela companheira, poderá haver transferência de massa através do ponto L_1 . De uma maneira geral, o preenchimento do Lóbulo de Roche e a consequente transferência de massa podem ser desencadeados tanto pela expansão da estrela secundária, devido à sua própria evolução, ou pela aproximação das duas componentes devido às perdas de momento angular do sistema, que diminuiria o volume a ser preenchido.

2.2.2 Formação do disco

Para se descrever qualitativamente a formação do disco de acreção em volta da componente primária, três principais postulados devem ser feitos: (1) o fluxo de matéria acontece de maneira contínua e estável; (2) o material acretado segue órbitas descritas pelas leis de Kepler e (3) o momento angular do disco é conservado. Com essas condições, a matéria oriunda da estrela companheira, ao passar através do ponto (L_1), não pode ser agregada diretamente ao objeto compacto, já que o sistema como um todo está em rotação e o momento angular deve ser conservado. Ao invés disso,

a matéria orbita ao redor da primária com velocidade angular $\omega = \sqrt{GM/R_{\text{orb}}^3}$ em que M é a massa do objeto compacto e onde R_{orb} é o raio da órbita do material, localizado em $R \leq R_{\text{orb}} \leq a$ com R sendo o raio da componente primária e a a separação entre os objetos (FRANK et al., 1992). A premissa de que a órbita do gás acretado obedece às leis de rotação de Kepler implica que haja rotação diferencial, ou seja, materiais orbitando a distâncias radiais diferentes terão velocidades angulares diferentes. Dessa maneira é esperado que ocorram processos dissipativos em consequência do atrito viscoso entre camadas de matéria adjacentes e que parte da energia do movimento orbital seja convertida em calor (SHAKURA; SUNYAEV, 1973; PRENDERGAST, 1960; FRANK et al., 1992). Essa energia perdida (i.e. irradiada) ocasiona a diminuição do raio de órbita do gás (R_{orb}), que espirala em direção ao centro do objeto compacto, acarretando na perda de momento angular. Na ausência de torques externos e para que haja conservação do momento angular, deve haver transferência de momento para as regiões mais externas que então espiralam na direção contrária, para fora. Assim, o anel de matéria inicial de raio R_{orb} se espalha para ambas direções radiais, formando enfim o formato de um disco (Figura 2.4).

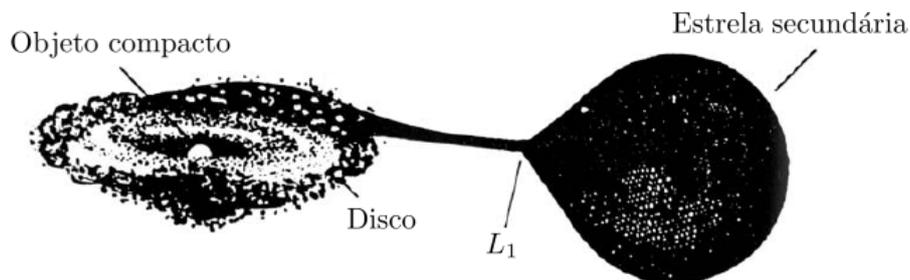


Figura 2.4 - Transferência de massa entre a estrela secundária e o objeto compacto. Na figura, uma estrela de baixa massa que preencheu seu Lóbulo de Roche transfere matéria para a componente primária através do ponto interior de Lagrange e um disco de acreção é formado.

Fonte: Adaptado de Charles e Seward (1995)

2.3 Binárias de raios X com buracos negros

Para o texto a seguir, o termo “buraco negro” se referirá apenas a buracos negros estelares, excluindo da definição os buracos negros supermassivos, presentes por exemplo em núcleos ativos de galáxias.

Um buraco negro (BN) é uma das possíveis etapas finais da evolução de uma estrela com massa superior a $\sim 8 M_{\odot}$. Estrelas que durante a sequência principal tiveram massas dessa magnitude sofrem uma explosão de supernova em que o objeto remanescente pode ser uma estrela de nêutrons ou um buraco negro. O limite de massa que separa um destino do outro varia ligeiramente entre os diversos modelos de evolução estelar mas é geralmente aceito que estrelas de massa superiores a $\sim 20 M_{\odot}$ se tornam BN. Sendo o limite de massa para a estabilidade de uma estrela de nêutrons $\sim 3,5 M_{\odot}$ (BOMBACI, 1996), objetos compactos com massas além desse limite devem ser buracos negros.

Uma propriedade interessante dos buracos negros é que eles possuem um *horizonte de eventos*, superfície imaterial para aquém da qual não há interação com o universo externo. O raio que limita essa região é conhecido como raio de Schwarzschild. Por definição, objetos menores que seus próprios raios de Schwarzschild são buracos negros. O raio do horizonte de eventos pode ser calculado por $R_s = 2R_g = 2GM/c^2$ onde G é a constante gravitacional, M a massa do buraco negro, c a velocidade da luz e $R_g \equiv GM/c^2$ é chamado de raio gravitacional.

A detecção e observação de BN é realizada de forma indireta através do comportamento dos materiais e objetos que estão próximos e sob sua influência gravitacional. Conhecidos alguns parâmetros observacionais (e.g. período orbital, ângulo de inclinação) do sistema, é possível inferir a massa de cada uma das componentes através da *função de massa*. Utilizando a terceira lei de Kepler, $a^3 = G(M_1 + M_2)P_{\text{orb}}^2/4\pi^2$ e isolando a velocidade radial da estrela companheira (K_2) tal que

$$K_2 = \frac{2\pi a_2}{P_{\text{orb}}} \text{sen } i \quad (2.6)$$

em que a_2 é a distância da secundária ao baricentro do sistema, a função de massa $f(M)$ pode ser escrita como (ver, e.g., REMILLARD; MCCLINTOCK, 2006)

$$f(M) \equiv \frac{P_{\text{orb}} K_2^3}{2\pi G} = \frac{M_1 \text{sen}^3 i}{(M_1 + M_2)^2} \quad (2.7)$$

onde P_{orb} é o período orbital, i a inclinação do plano orbital do sistema em relação à linha de visada do observador e M_1 e M_2 as massas das duas componentes. Aplicando a função de massa para sistemas binários com buracos negros é possível se obter um limite inferior para a massa do objeto compacto (M_1 , no caso). Considerando o ângulo máximo de inclinação possível $i = 90^\circ$ e a massa mínima da secundária

$M_2 = 0$, obtém-se

$$M_1 > \frac{P_{\text{orb}} K_2^3}{2\pi G}. \quad (2.8)$$

Os únicos buracos negros da natureza cuja existência é considerada inequívoca são os objetos com massas $\geq 10M_\odot$, observados em binárias de raios X.

2.3.1 Estados de emissão

Sistemas binários com buracos negros apresentam dois estados principais em seus espectros de raios X e γ : o estado *low/hard* e o estado *high/soft*, também chamados simplesmente de *hard* e *soft*. Os dois estados diferem essencialmente na parcela da contribuição das componentes de lei de potência e de corpo negro no espectro da fonte (ZDZIARSKI, 2000). No estado *soft* a maior contribuição da fonte está na faixa de raios X moles (< 20 keV) e o espectro é dominado por uma componente térmica proveniente do disco de acreção. Um modelo de disco de acreção multitemperatura (i.e. superposições de emissões de corpo negro) é comumente utilizado para ajustar o espectro nesse estado. No estado *hard* a maior contribuição está na faixa de raios X duros (> 20 keV) e a componente, não térmica, é geralmente bem ajustada com uma lei de potência de índice Γ entre 1,4 e 2,1 (REMILLARD; MCCLINTOCK, 2006). A fonte pode estar também em estados intermediários ou extremos; situação normalmente atribuída a períodos transitórios entre os estados *hard* e *soft*. A Figura 2.5 apresenta o espectro de Cygnus X-1 nos estados *soft*, *hard* e em um estado intermediário.

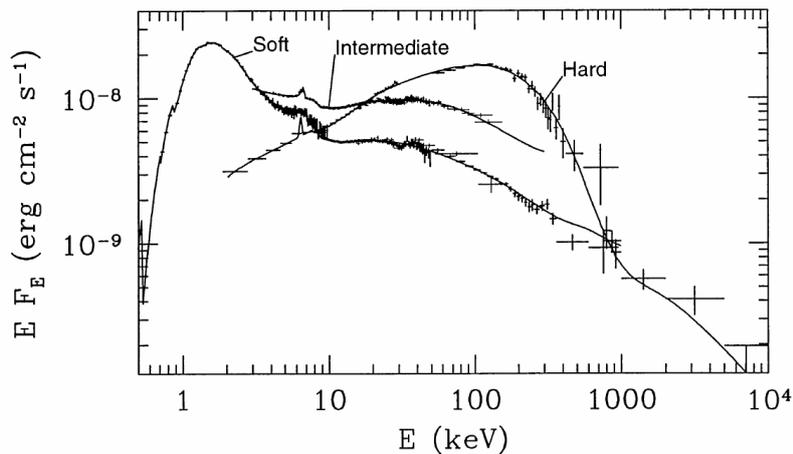


Figura 2.5 - Espectro de energia nos três estados de Cygnus X-1.

Fonte: Gierlinski et al. (1997) e Zdziarski (2000)

Há, na literatura, diversos modelos para explicar os processos radiativos responsáveis pelas diferentes componentes espectrais observadas. O estado *soft*, modelado por componentes de corpo negro, é justificado pela emissão térmica das regiões interiores do disco de acreção. O modelo mais conhecido e aceito para o gás orbitante em torno de um objeto compacto é o proposto por [Shakura e Sunyaev \(1973\)](#), em que se considera que a acreção ocorre de maneira lenta e estável, e que o disco formado é geometricamente fino e opticamente espesso (*thin accretion disk model*).

Os processos físicos que dão origem ao estado *hard* são menos compreendidos. Em um dos modelos mais aceitos, a emissão é atribuída à Comptonização de fótons do disco, gerando um fluxo proveniente de um gás quente e opticamente fino (ver, e.g., [KALAMKAR et al., 2015](#)). No entanto, ainda se discute se a região responsável pela emissão da componente *hard* é uma “coroa” ou a base dos jatos em rádio (ver, e.g., [MARKOFF et al., 2001](#) e [DONE et al., 2007](#)).

3 O EXPERIMENTO PROTOMIRAX

Atualmente em desenvolvimento no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), o experimento protoMIRAX (BRAGA et al., 2015) consiste de um imageador de raios X duros (30 a 200 keV) que será lançado em um balão estratosférico para voos de aproximadamente 24 h. Além dos objetivos científicos do experimento, que serão mencionados adiante, há também a finalidade de testar o sistema de detecção para que futuramente tais sistemas e subsistemas sejam lançados a bordo de um satélite, na missão MIRAX - *Monitor e Imageador de Raios X* (BRAGA et al., 2004; BRAGA, 2006; RODRIGUES et al., 2013; CASTRO et al., 2016). O lançamento do primeiro voo do protoMIRAX será realizado em Cachoeira de Paulista, cidade do interior do estado de São Paulo onde o INPE mantém uma base de lançamento de experimentos à bordo de balão.

3.1 Visão Geral

Os instrumentos principais do experimento protoMIRAX e que compõe a câmera de raios X são a máscara codificada e os detectores de CdZnTe, responsáveis por possibilitar o imageamento em raios X duros e garantir ótima eficiência de absorção na faixa de energia do experimento, respectivamente. Fazem parte também da câmera de raios X um colimador, montado em frente ao plano dos detectores para definir o campo de visada (*field of view* - FOV) e reduzir ruído de fundo (*background noise*) e assegurar iluminação uniforme para qualquer ângulo incidente, além de elementos de blindagem passiva e elétrica, com os propósitos de, respectivamente, absorver radiação proveniente de fora do campo de visada da máscara e evitar interferências no sistema eletrônico quando do processamento dos sinais.

A câmera de raios X e os outros subsistemas (e.g. aquisição de dados, controle de atitude e voo, alimentação, etc) estarão dispostos na gôndola do balão estratosférico, como mostra a imagem renderizada na Figura 3.1. A altitude prevista para o voo é de aproximadamente 42 km, altitude suficiente para que a transmissão de raios X a partir de ~ 30 keV provenientes do espaço seja maior que $\sim 70\%$, reproduzindo um ambiente quase espacial. Com o sistema de detecção disponível e devido à latitude de lançamento de $\sim -23^\circ$, o protoMIRAX será capaz de realizar imagens com boa resolução em energia de campos de fontes brilhantes em raios X duros tais como o complexo do centro Galáctico ($\delta \sim -29^\circ$), e a Nebulosa e Pulsar do Caranguejo ($\delta \sim 22^\circ$), a fonte mais intensa e persistente na faixa de raios X duros. Será possível obter seu espectro na faixa de 30 a 200 keV e utilizar os dados para calibração de fluxo e testes de imagem. Outra fonte de bastante interesse e que estará no centro

do campo de visada do protoMIRAX durante as observações é o candidato a buraco negro 1E 1740.7-2942 (ver, e.g., CASTRO et al., 2014), objeto que passa a maior parte do tempo no estado *low/hard* e é extremamente brilhante na faixa dos raios X duros. A amplitude do campo de visada possibilitará também o estudo espectral e temporal de outros objetos próximos ao centro Galáctico como GRS 1758-258 (MEREGETTI et al., 1992) e GX 1+4 (PEREIRA et al., 1999).

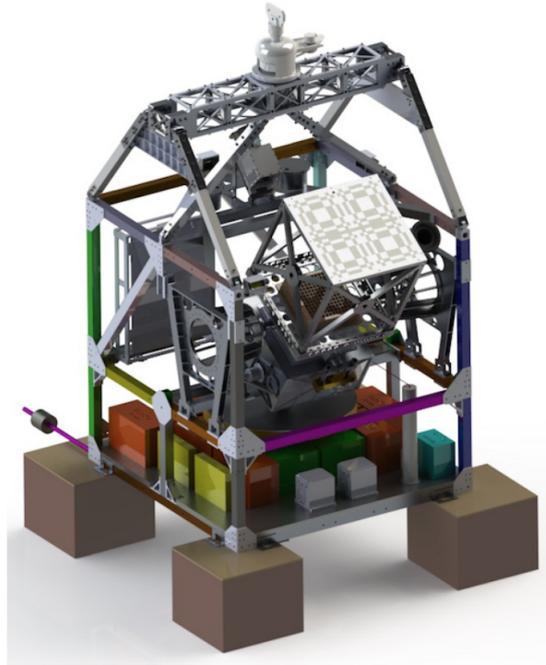


Figura 3.1 - Imagem renderizada da gôndola do balão do protoMIRAX

Fonte: Braga et al. (2015)

3.2 Os detectores

Os detectores de raios X utilizados no protoMIRAX são semicondutores compostos de uma liga de 90% de telureto de cádmio (CdTe) e 10% telureto de zinco (CdZn), chamada CdZnTe ou apenas CZT. O experimento utilizará 169 detectores de dimensões 10 mm x 10 mm x 2 mm, numa configuração 13×13 , totalizando uma área de 169 cm². Devido a restrições físicas de montagem, as bordas de detectores adjacentes ficarão separadas de 10 mm. A faixa de energia operacional é de 30 a 200 keV, sendo o limite inferior determinado pela absorção da atmosfera residual acima da altitude de voo (~ 42 km) e o limite superior determinado pela eficiência fotoelétrica do detector em função da sua espessura. Cada detector é conectado diretamente

a uma placa de circuito impresso (*printed circuit board* - PCB) responsável pelo processamento eletrônico do sinal detectado, composta de um preamplificador, um amplificador de baixo ruído (*low-noise amplifier* - LNA) e um shaper. A Figura 3.2 mostra um detector e seu circuito associado.

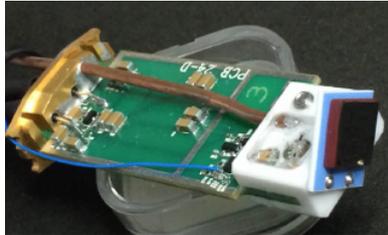


Figura 3.2 - Detector CZT e a eletrônica associada

Fonte: Braga et al. (2015)

3.2.1 A escolha pelo semicondutor CZT

Entre detectores cintiladores e semicondutores de mesmas dimensões (i.e. relação área/volume), os detectores semicondutores são os mais indicados para aplicações que exigem melhor resolução espectral e eficiência. O princípio de funcionamento desses detectores é semelhante ao de uma câmara de ionização. No semicondutor, porém, o meio ionizável consiste em um cristal semicondutor de alta resistividade ao invés de um gás, e os portadores de carga são elétrons e buracos ao invés de elétrons e íons. Na prática o detector funciona como um fotodiodo ao qual uma tensão de bias da ordem de poucas centenas de volts é aplicada. O campo elétrico gerado a partir dessa tensão não é, no entanto, suficiente para superar o “gap” de energia que separa a banda de valência da banda de condução no material semicondutor. Quando um fóton de alta energia incide no material, a ligação entre os elétrons da banda de valência pode ser rompida, excitando um ou mais elétrons para a banda de condução e deixando, em igual número, buracos na banda de valência. Buracos são tratados como cargas positivas (e^+) e também contribuem para a condutividade, embora tenham, geralmente, uma mobilidade menor que a dos elétrons. O movimento das cargas em sentidos opostos gera uma corrente elétrica que é analisada por um sistema de processamento eletrônico externo. Um diagrama simplificado está na Figura 3.3.

Os semicondutores mais tradicionais, silício (Si) e germânio (Ge), apresentam excelente resolução espectral para diversas aplicações e são largamente utilizados até hoje. Porém, a baixa profundidade de interação (*interaction depth*) para fótons mais

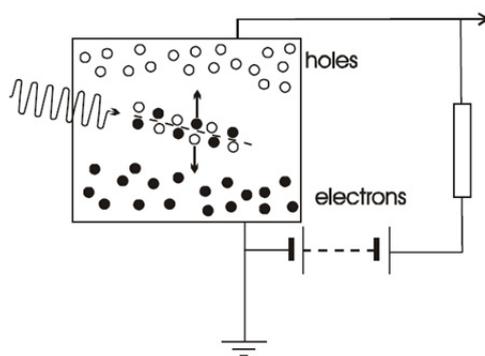


Figura 3.3 - Diagrama de um detector semiconductor

Fonte: Nuclear Security & Safeguards Education (2009)

energéticos exige que os detectores tenham grande volume quando da utilização para detecção de raios X duros ou raios gama. Além disso, o pequeno “gap” de energia do germânio (0,67 eV) força que a operação do detector aconteça em temperaturas criogênicas. Por esses motivos e pelo crescente campo de aplicações de detectores semicondutores (e.g., física de partículas, medicina diagnóstica, segurança), o desenvolvimento de detectores baseados em semicondutores compostos, como alternativa aos elementares, foi bastante estimulado. A grande vantagem de semicondutores compostos é a possibilidade de produzir materiais de ampla variedade de propriedades físicas, tais como “band-gap”, número atômico e densidade, tornando-os adequados para a aplicação de interesse. Para aplicações na faixa de energia dos raios X duros, o efeito fotoelétrico é o processo dominante de interação fóton-matéria. Sendo a seção de choque de interação (i.e. a eficiência de absorção fotoelétrica) proporcional à densidade do material e altamente dependente do número atômico ($\propto Z^n$, $4 < n < 5$) (KNOLL, 1989), é de suma importância que os valores dessas duas propriedades sejam os mais elevados possíveis. Ademais, uma energia do “gap” relativamente alta impede que haja excitações térmicas, mesmo em temperaturas não tão baixas, permitindo a operação à temperatura ambiente, por exemplo. O aumento da energia de “gap” proporciona também um aumento na resistividade elétrica do material, evitando possíveis correntes de fuga geradas quando da aplicação do campo elétrico.

A Tabela 3.1 mostra algumas das principais características físicas de materiais semicondutores comumente utilizados para a fabricação de detectores. Os dois últimos fatores (duas últimas linhas) representam, respectivamente, a capacidade de transporte do elétron e do buraco no material, onde μ é a mobilidade e τ o tempo de vida.

Devido à baixa mobilidade e tempo de vida dos buracos, a espessura do detector não deve exceder o produto $\mu_h\tau_h E$, onde E é o campo elétrico gerado pela tensão de bias. Se um detector com espessura $l > \mu_h\tau_h E$ é utilizado, apenas uma fração da carga do sinal gerado é induzida no eletrodo do detector, diminuindo a eficiência e a resolução espectral (TAKAHASHI; WATANABE, 2001).

Tabela 3.1 - Propriedades de alguns semicondutores

	Cd _{0,9} Zn _{0,1} Te	CdTe	Ge	Si	Hg ₂ I
Z médio	49,1	50	32	14	80
Densidade (g/cm ³)	5,78	5,85	5,32	2,33	6,4
Band-gap (eV)	1,572	1,44	0,67	1,12	2,13
Resistividade (Ω. cm)	10 ¹⁰	10 ⁹	50	10 ⁵	10 ¹²
($\mu\tau$) _e	10 ⁻²	10 ⁻³	>1	>1	10 ⁻⁴
($\mu\tau$) _h	10 ⁻⁵	10 ⁻⁴	>1	>1	10 ⁻⁵

Fonte: Adaptado de eV Products (2013)

Para a detecção de raios X duros e raios gama, CdTe (telureto de cádmio) e CdZnTe (ou CZT) tem uma posição privilegiada devido ao alto número atômico, alta densidade e alta energia de “band-gap”. Essas características garantem que nesses compostos a absorção fotoelétrica seja o principal mecanismo de interação até aproximadamente 300 keV; nos semicondutores elementares o processo domina apenas até 60 keV para o silício e 150 keV para o germânio (Figura 3.4). Apesar de também apresentar propriedades atrativas, o iodeto de mercúrio (Hg₂I) é um composto quimicamente reativo, tóxico e de difícil manuseio (BOLOTNIKOV, 2012). Além disso, apresenta uma mobilidade de portadores de carga (i.e. elétrons) aproximadamente duas ordens de grandeza menor que a do CZT.

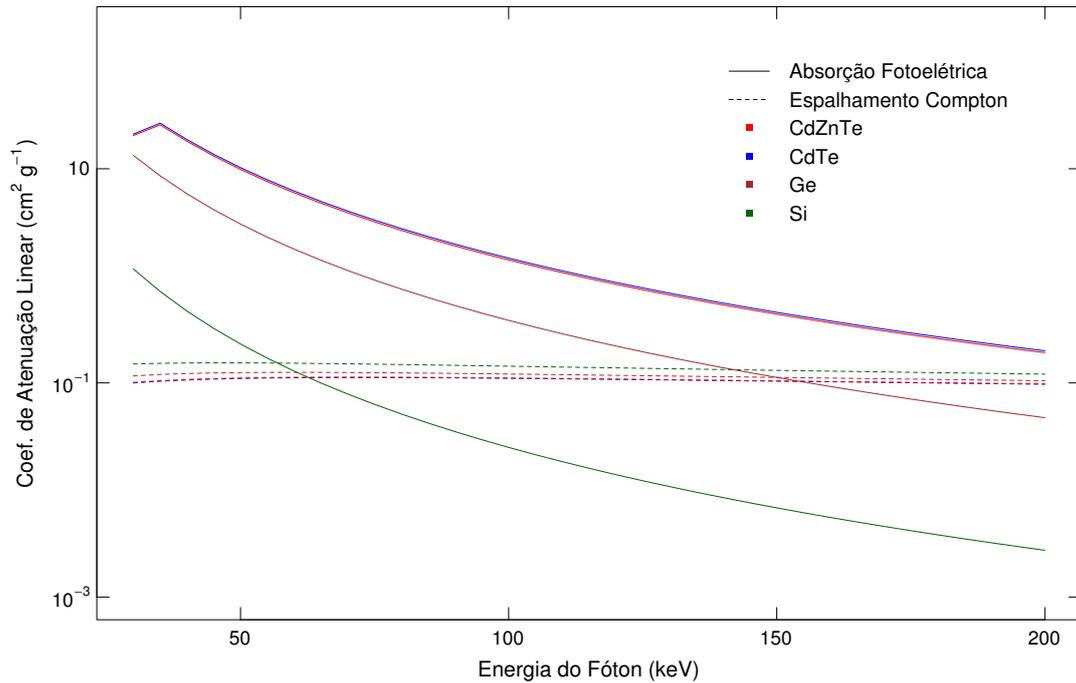


Figura 3.4 - Coeficiente de Atenuação Linear para os semicondutores Ge, Si, CdTe e CdZnTe.

Em geral, o composto ternário CdZnTe apresenta propriedades não muito diferentes do binário CdTe. A adição de uma pequena porcentagem de zinco ao composto eleva a energia de gap que, como mencionado, garante um aumento na resistividade global do material, resultando em menores correntes de fuga e permitindo operações em temperaturas mais elevadas. A resistividade do CZT é tipicamente uma ou duas ordens de grandeza superior à do CdTe, e as correntes de fuga correspondentemente menores. Por outro lado, a adição de zinco compromete em quase uma ordem de grandeza a mobilidade dos portadores de carga. Na prática não há diferenças significativas entre os dois semicondutores para aplicações em astronomia de altas energias; ambos têm sido empregados em sistemas de detecção de missões espaciais que visam boa resolução espectral, tais como o INTEGRAL (LEBRUN et al., 1996), que utiliza CdTe em um de seus equipamentos principais e as missões *Swift* (GHEBELS et al., 2004) e NuSTAR (HAILEY et al., 2010), que fazem uso do CZT. A solução CdTe e ZnTe é sólida em praticamente toda a faixa da liga mas apenas $x = 0, 1$ (onde x é a fração de mistura de ZnTe em CdTe) é adequada para aplicações de detecção (ver, e.g., PROKESCH, 2015). Essa é a proporção utilizada na liga dos detectores do

protoMIRAX.

3.3 A máscara codificada

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. A máscara é constituída de folhas de chumbo, estanho e cobre (de espessuras de 1 mm, 1,7 mm e 0,3 mm, respectivamente), com células básicas de dimensões 20 mm \times 20 mm. O padrão de elementos abertos e fechados é uma extensão cíclica do padrão MURA (*Modified Uniformly Redundant Array*) com 13 \times 13 elementos (GOTTESMAN; FENIMORE, 1989). Do total de 169 elementos, 84 são abertos e 85 fechados, resultando numa fração de abertura de 0,497. Para não haver a possibilidade de repetições completas do padrão, o que causaria ambiguidade na reconstrução da imagem, o padrão é repetido 4 vezes em um arranjo 2 \times 2 com uma coluna e uma linha subtraídas (ver, e.g., BRAGA et al., 1991), garantindo sombras únicas para qualquer direção de incidência. Dessa maneira, o arranjo final tem 25 \times 25 elementos totalizando 500 mm \times 500 mm. Com essa configuração, a câmera do protoMIRAX terá um campo de visada (FOV) de 20,8° \times 20,8° totalmente codificado pela máscara e uma resolução angular geométrica de 1°43'. Devido ao espaçamento de 10 mm entre detectores adjacentes, a fração do FOV com melhor sensibilidade será de 7°03' \times 7°03', isto é, o colimador fará com que radiação incidente além desse alcance angular comece a projetar sombras nos detectores (BRAGA et al., 2015).

3.3.1 A escolha pelo padrão MURA

O conceito do método da abertura codificada foi introduzido por Dicke (1968) e Ables (1968) visando possibilitar a obtenção de imagens em energias na faixa de e superiores a raios X duros. Na formulação original, o único orifício de uma câmera *pinhole* simples era substituído por vários orifícios, chamados também de elementos abertos, arranjos aleatoriamente. Ao ser iluminado pela radiação incidente, cada elemento aberto projeta uma imagem no plano detector. Essas imagens superpostas produzem um mapa de contagens que, após ser processado por um algoritmo de reconstrução (i.e. deconvolução ou correlação), fornece uma imagem semelhante à original. Um diagrama esquemático da produção do mapa de contagens através da máscara está na Figura 3.5.

Fenimore e Cannon (1978) mostraram que se os orifícios estiverem, ao invés de posicionados aleatoriamente, arranjos com determinado padrão, a reconstrução da imagem pode ser feita de maneira mais eficiente, possibilitando a detecção de fontes

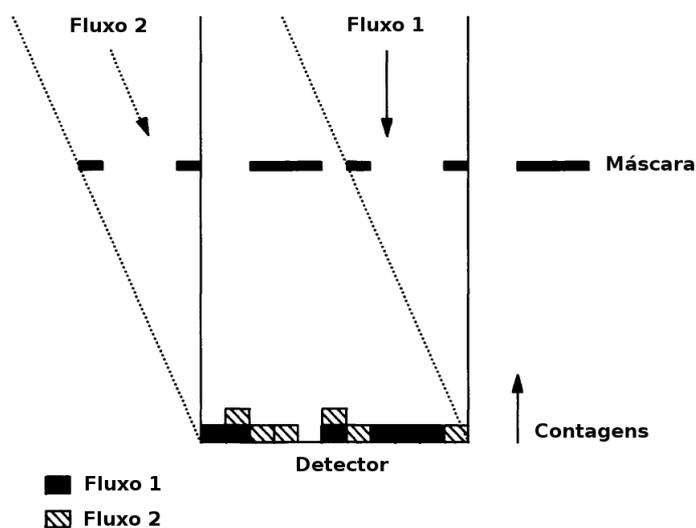


Figura 3.5 - Produção do mapa de contagens no método da abertura codificada

Fonte: Adaptado de Caroli et al. (1987)

astronômicas menos intensas. Esse padrão foi denominado URA (*Uniformly Redundant Arrays*). A principal diferença está no fato de que uma vez conhecido o padrão dos elementos, não mais aleatoriamente distribuídos, o algoritmo para reconstrução pôde ser melhor estruturado, se tornando mais eficiente computacionalmente e melhorando a sensibilidade da detecção, por exemplo. Uma limitação é que para seu funcionamento correto, os números de elementos horizontais e verticais do padrão devem ser números primos que difiram por dois (e.g. 17×19); obrigando o padrão básico da máscara a ser exclusivamente de forma retangular.

Além de ter sido e continuar a ser utilizado para diversas aplicações, o padrão URA continuou sendo aperfeiçoado, com o propósito principal de se tornar cada vez mais adequado para um maior número de aplicações. Gottesman e Fenimore (1989) chamaram de MURA (*Modified Uniformly Redundant Arrays*) uma variação do original URA, que utiliza essencialmente o mesmo algoritmo mas que permite agora um número igual de elementos, desde que primos, em cada lateral do padrão da máscara (e.g. 13×13). Essa implementação, que tornou o padrão quadrado, possibilitou que o tamanho da máscara fosse mais adaptável às dimensões que determinada aplicação fizesse necessária. Um exemplo é o padrão MURA utilizado pelo protoMIRAX, que, como já mencionado, é repetido 4 vezes (2×2) e que além disso, com o propósito de eliminar qualquer ambiguidade nas sombras sobrepostas, possui uma coluna e uma

linha a menos, o que torna cada padrão repetido único (BRAGA et al., 1991).

3.4 Eletrônica e Sistema de aquisição de dados

O circuito de leitura de cada detector tem uma tensão de bias de ~ -200 V, um resistor de 100 M Ω e um capacitor de acoplamento de 150 nF. A carga liberada por cada interação de raio X no detector alimenta um pré-amplificador sensível a carga, criando um pulso de saída de tipicamente $\lesssim 1$ mV, que será então amplificado de ~ 65 dB pelo amplificador de baixo ruído (LNA). Os pulsos de saída gerados serão processados individualmente por um sistema de aquisição de dados: serão digitalizados, etiquetados com a posição e o tempo de ocorrência, formatados e enviados para o computador a bordo do experimento, para armazenamento e transmissão para o solo. As posições de cada evento, dada pela identificação do detector atingido pelo fóton de raio X, tem resolução especial de 10 mm – que corresponde à área de cada detector.

Os sinais detectados em cada linha ou coluna de 13 detectores são transmitidos para um sistema eletrônico de conversão (CE) que conta com um dispositivo lógico de programação complexo (em inglês, *Complex Programmable Logic Device* - CPLD), além de microcontroladores. Cada um dos 13 CEs obtém dados provenientes dos 13 detectores daquela linha em particular e alimenta 13 ADCs (*Analog-Digital Converters*) de 8 bits, um para cada detector, para que assim a energia de cada evento seja determinada em 256 canais. Os CEs identificam o detector específico atingido em cada linha associada. À cada evento será atribuído o momento da ocorrência com precisão de 5 μ s por um relógio interno cuja acurácia é conferida a cada segundo por um receptor de GPS.

Um multiplexador (MUX) fará a leitura dos sinais processados pelos CEs. Para cada ciclo de aquisição (de aproximadamente 1 segundo), o MUX anexará a informação do tempo, proveniente do GPS, para o pacote de dados, garantindo que cada evento tenha o instante de ocorrência completamente determinado em até 5 μ s.

O MUX enviará conjuntos de dados completos provenientes de todos os 13 CEs para o computador de bordo, com uma taxa máxima de 115.200 bps. Subsequentemente, a informação de cada evento (tempo, posição e energia) será armazenada individualmente para que um mapa de contagens correspondente à qualquer tempo de integração desejado possa ser determinado. Um diagrama de bloco simplificado do sistema, desde a detecção até a telemetria, está na Figura 3.6.

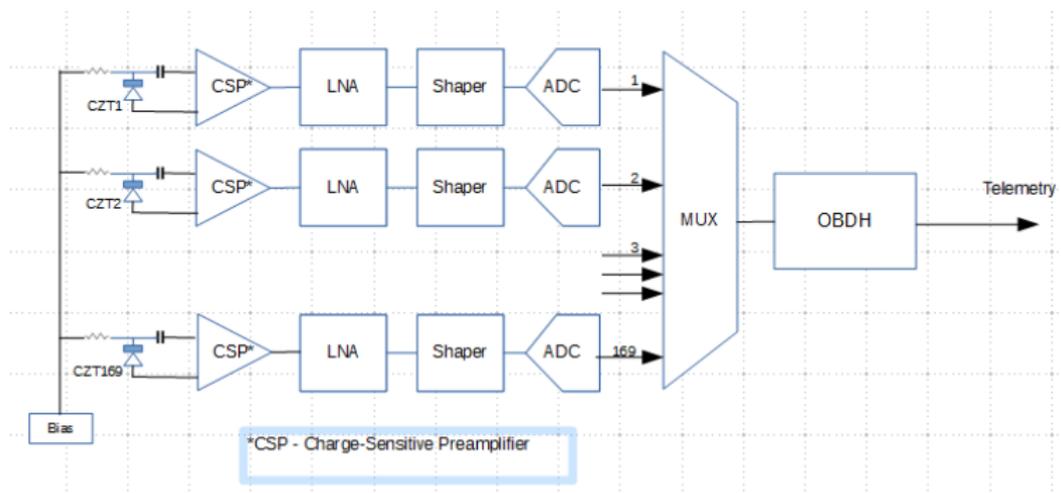


Figura 3.6 - Diagrama de bloco simplificado do subsistema de aquisição de dados do detector.

Fonte: Braga et al. (2015)

4 CARACTERIZAÇÃO DO SISTEMA DE DETECÇÃO DO PROTO-MIRAX

4.1 Introdução

O sistema de detecção do experimento protoMIRAX consiste de todos os elementos que compõem a câmera de raios X (CRX). Essencialmente, eles incluem os detectores CZT, o sistema eletrônico responsável pela conversão de cada interação da radiação incidente em um sinal digital, e a máscara codificada.

O objetivo desta seção é descrever os testes realizados com uma versão reduzida do sistema de detecção que voará a bordo de um balão estratosférico. A realização dos testes têm como propósito caracterizar os componentes do sistema e obter, ao final, configurações que possam ser utilizadas na versão completa.

4.2 Materiais e Métodos

Para a realização dos testes foi utilizado um arranjo 3×3 de detectores CZT, com cada detector já associado à respectiva placa de circuito impresso (Figura 4.1), e uma máscara codificada com um padrão MURA 3×3 , estendido ciclicamente para uma configuração 5×5 . A placa contém os circuitos eletrônicos para formatação de sinais, que são enviados para a placa conversora e depois analisados pelo software de aquisição de dados. Com exceção dos detectores, que são os mesmos para o voo e foram detalhados na Seção 3.2, os demais elementos mencionados e suas funções serão explicados nas subseções seguintes.

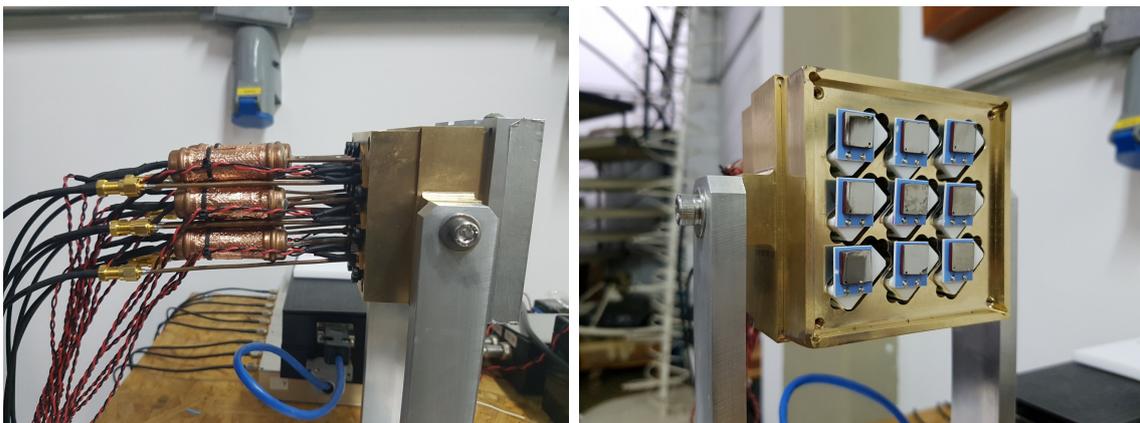
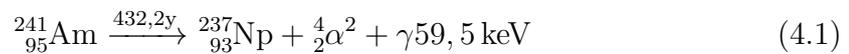


Figura 4.1 - Arranjo 3×3 de detectores de CdZnTe para a realização de testes de caracterização. À esquerda: Circuitos impressos conectados aos detectores. À direita: O arranjo 3×3 dos detectores.

4.2.1 A fonte de ^{241}Am

A fonte radioativa disponível para a realização dos testes é composta de ^{241}Am , o isótopo mais comum do elemento sintético Amerício. Esse isótopo produz $\sim 10^{10}$ desintegrações alfa por minuto por miligrama e possui um tempo de meia vida de ~ 430 anos (STRAIN; LEDDICOTTE, 1962). As energias de decaimento alfa são em 85% do tempo em torno de 5,5 MeV, com produto em raios X de principalmente 59,5 keV (Equação 4.1), acompanhado de linhas menos intensas com energias em 13,9 keV, 17,8 keV e 26,4 keV (CHONG C. S., 1997).



Para a faixa de operação dos detectores (30 a 200 keV), a emissão de ~ 60 keV, produto dos decaimentos do ^{241}Am , é dominante e foi utilizada para as calibrações e testes.

4.2.2 A máscara codificada

A máscara codificada disponível para os testes foi montada a partir de uma extensão cíclica do padrão MURA de 3×3 elementos. Esse padrão é repetido 4 vezes em um arranjo 2×2 , com uma linha e uma coluna subtraídas ao final, o que resulta numa configuração de 5×5 elementos (Figura 4.2). Os elementos fechados são constituídos de chumbo de 1 mm de espessura. Um padrão da mesma classe MURA, com dimensões 13×13 , será utilizado para o voo.

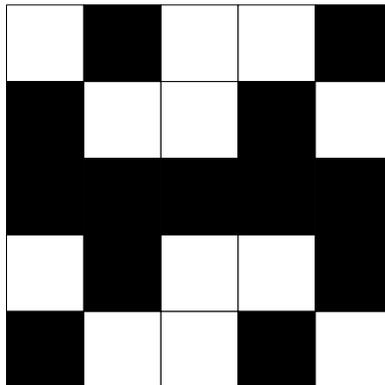


Figura 4.2 - Padrão MURA 3×3 da máscara codificada para os testes.

Como exposto na Seção 3.3, a utilização do método de máscara codificada permite, através da produção de um mapa de contagens por posição, discriminar a localização angular de uma fonte de raios X dentro de um determinado campo de visada (CDV). Com os testes que envolvem a máscara, pretende-se obter imagens de laboratório para estudar a sensibilidade angular do sistema detectores/máscara.

4.2.3 A aquisição de dados

O pulso elétrico resultante da interação do raio X com o detector alimenta uma placa de circuito impresso (PCI), que acomoda um pré-amplificador sensível à carga, um amplificador de baixo ruído (LNA) e um *shaper* (ver Seção 3.4). A tensão de saída da PCI é medida por um conversor Wilkinson, que a utiliza para carregar um capacitor. O capacitor é então descarregado e o tempo de descarregamento, proporcional à tensão fornecida pela PCI, é guardado. Esse equipamento é também conhecido como Conversor Altura-Tempo (CAT), uma vez que fornece um valor de tempo, na saída, em função de uma amplitude de entrada. É nele que serão feitos os ajustes do ganho e de sensibilidade ou do LLD - *Low Level Discriminator*. O valor de saída do CAT alimenta um conversor Analógico-Digital de 8 bits, que registra a informação em 256 canais. Os sinais digitais são lidos e processados por um multiplexador (MUX), que registra canal e contagem para cada evento em determinado detector e envia para o computador de aquisição. Um diagrama apresentando as etapas descritas está na Figura 4.3.

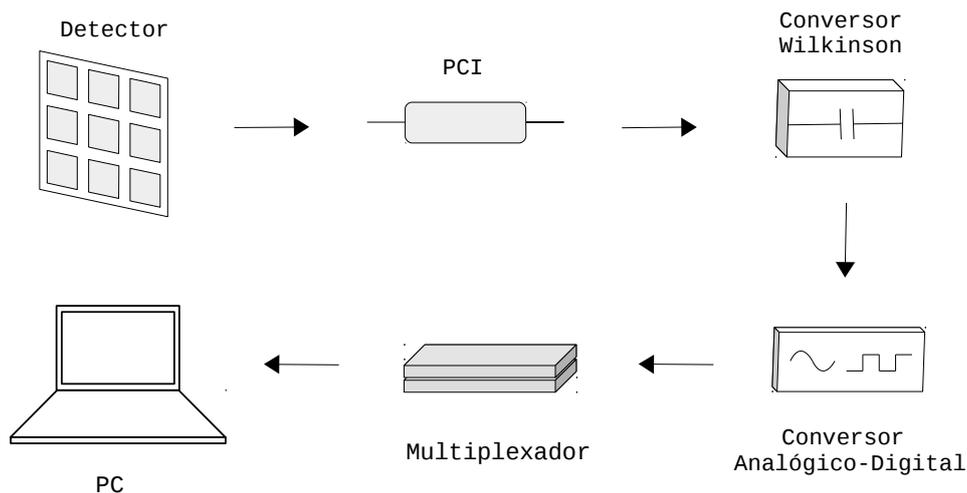


Figura 4.3 - Diagrama que mostra as etapas envolvidas na aquisição de dados para os testes.

4.3 Testes de Laboratório

4.3.1 Calibração em Energia e Ajuste no LLD

A calibração em energia é feita para que determinado canal represente a mesma faixa de energia para todos os detectores. Considerando a linearidade do sistema e que a faixa de operação de interesse é de até ~ 200 keV, o ganho é ajustado de forma que o canal 256 corresponda à energia de 200 keV – o que faz com que o pico de ~ 60 keV do ^{241}Am ocorra em torno do canal 70. O LLD é utilizado para discriminar e eliminar pulsos cuja amplitude esteja abaixo de determinado valor, estabelecendo o limite inferior da faixa de operação e evitando que ruídos eletrônicos sejam contabilizados e contaminem os canais mais baixos. O resultado da calibração é mostrado na Figura 4.4. Para uma melhor estimativa do canal correspondente ao 60 keV foi realizado um ajuste Gaussiano nos dados em torno do pico. O ajuste, o centróide e a largura à meia altura (*Full Width at Half Maximum* - FWHM), são mostrados na figura.

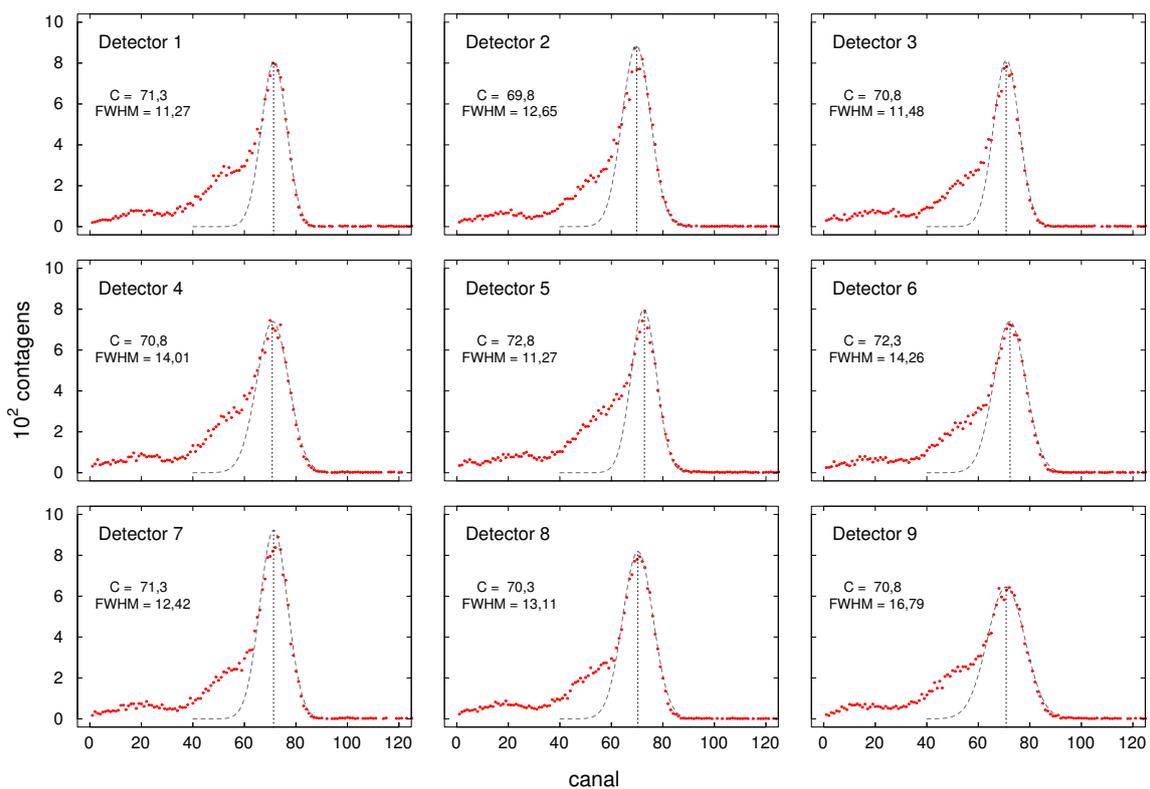


Figura 4.4 - Calibração em energia dos detectores. São mostrados também o centróide (C) e a largura à meia altura (FWHM) para um ajuste Gaussiano em cada espectro.

O fato da calibração em energia, para os testes, ser realizada manualmente no potenciômetro de ganho do CAT – antes da conversão da radiação em um sinal digital – ocasiona pequenas flutuações que fazem com que o pico de 60 keV não coincida exatamente com o canal 70. Para o experimento de balão, que voará com uma fonte radioativa para fins de calibração, essas flutuações serão monitoradas durante o voo e poderão ser corrigidas posteriormente.

Para melhor visualização, a Figura 4.5 mostra o espectro em energia da fonte de ^{241}Am obtido de um dos detectores, assim como o ajuste Gaussiano para os dados em torno do pico. A resolução em energia para a linha de 60 keV é de 7,3 keV (FWHM), o que corresponde a um $\Delta E/E$ de $\sim 12,2\%$. A asa à esquerda do pico é devido à coleção incompleta de carga no detector CZT (ver, e.g., BOLOTNIKOV et al., 2012). É importante lembrar que a maior parte da largura do pico é devida ao ruído eletrônico. A largura intrínseca do pico de 60 keV, devida às flutuações estatísticas no número de portadores de carga dentro do CZT, é de $\sim 4,5$ keV (ver detalhes em BRAGA et al., 2015).

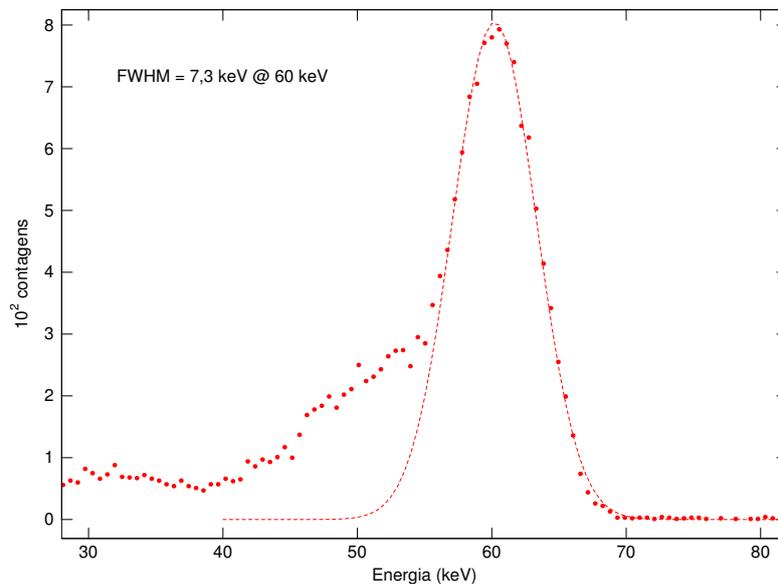


Figura 4.5 - Espectro em energia do ^{241}Am para um dos detectores. A largura à meia altura (FWHM) para o pico de 60 keV é 7,3 keV, o que equivale a um $\Delta E/E$ de $\sim 12,2\%$. A asa à esquerda ocorre devido à coleção incompleta de carga no detector CZT.

4.3.2 Imageamento

Nesta subseção serão apresentados a metodologia utilizada para a obtenção de imagens com a fonte de ^{241}Am e os resultados.

4.3.2.1 Montagem

O campo de visada totalmente codificado – em que fluxo detectado oriundo de todas as direções é completamente modulado pela máscara – pode ser definido por

$$\text{CDV} = 2 \times \tan^{-1} \left(\frac{D_M - D_D}{2 \times L} \right), \quad (4.2)$$

onde L é a distância entre a máscara e o detector, D_M é a dimensão linear da máscara e D_D é a dimensão linear do arranjo de detectores (ambos são quadrados). Para os experimentos deste trabalho, a máscara foi posicionada a 24 cm do plano dos detectores (Figura 4.6), o que configura um ângulo sólido (campo de visada) de $11,88^\circ$ coberto pela máscara.

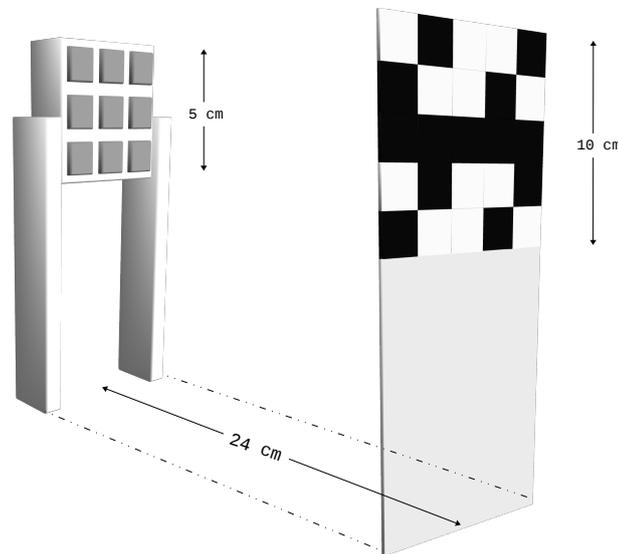


Figura 4.6 - Desenho da montagem detectores/máscara para os testes. A máscara codificada foi posicionada a 24 cm do plano dos detectores, configurando um CDV de $11,88^\circ$. As dimensões apresentadas não estão em escala.

O campo de visada total é distribuído entre as porções do céu (*sky-bins*), regiões angularmente distinguíveis para o sistema de detecção. O padrão de máscara em questão e o número de detectores fornecem 9 ângulos especiais, em torno dos quais podemos definir 9 *sky-bins*, dispostos em um arranjo 3×3 . Dessa maneira, para um campo total de $11,88^\circ$, cada porção angularmente distinguível abrange $3,96^\circ$. A Figura 4.7 apresenta um diagrama que ilustra essa situação.

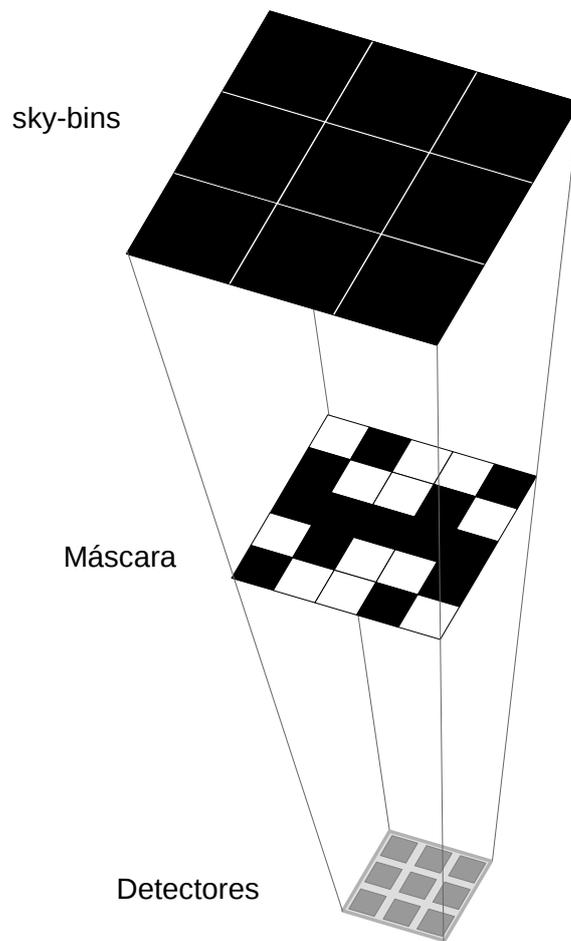


Figura 4.7 - Diagrama qualitativo indicando que existem 9 (3×3) regiões distinguíveis dentro do campo de visada.

Cada ângulo especial corresponde a uma diferente permutação do padrão básico MURA projetada no plano detector. Dessa forma, cada píxel de uma imagem reconstruída corresponderá à contribuição de um *sky-bin*.

Uma vez definida a montagem detectores/máscara, é necessário determinar a distância da fonte de ^{241}Am em relação ao sistema de detecção. Para evitar que ocorra ampliação da sombra projetada sobre os detectores, essa distância deve ser longa o suficiente para que os raios incidentes na máscara sejam os mais paralelos possíveis. A separação mínima em relação à máscara que evita qualquer ampliação – calculada por geometria simples – é de 50 cm. Foi adotada uma distância de 150 cm, para manter um bom compromisso entre o fluxo detectado e o paralelismo geométrico.

4.3.2.2 Imagem no Centro

A reconstrução da imagem é calculada por uma correlação cruzada entre a distribuição de contagens no plano detector e uma função de decodificação correspondente ao padrão MURA da máscara (GOTTESMAN; FENIMORE, 1989; BRAGA et al., 2002). Os dados de entrada considerados são as contagens por canal de cada detector. Como os detectores foram calibrados para que o pico de ~ 60 keV do ^{241}Am ocorresse próximo ao canal 70 (Figura 4.4), o intervalo escolhido para a integração de contagens foi do canal 40 ao canal 90, que corresponde aproximadamente à região do pico.

O primeiro teste para a obtenção de uma imagem foi realizado com a fonte posicionada exatamente na direção perpendicular ao plano de detectores. O mapa de contagens e a imagem reconstruída são mostrados nas Figuras 4.8 e 4.9, respectivamente. O σ no eixo vertical da Figura 4.9 representa a relação sinal-ruído (*signal-to-noise ratio* - SNR) de determinado pico (i,j) após a aplicação do método de reconstrução da máscara codificada. Essa relação é calculada pela razão entre as contagens do pico e o valor *rms* dos demais *bins*. Devido às imperfeições intrínsecas de cada detector, o SNR calculado dessa maneira é inferior ao SNR teórico – que considera apenas flutuações estatísticas e é definido por

$$SNR_{ij} = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + N_T}}, \quad (4.3)$$

onde N_S é o número de contagens líquidas registradas pelos detectores, provenientes da fonte de posição (i,j), e N_T é o número total de contagens registradas (GOTTESMAN; FENIMORE, 1989). Como será mostrado na seção subsequente, a aplicação da técnica de *flat-field* nos dados melhora o SNR, elevando-o a um valor mais próximo

do teórico (Equação 4.3).

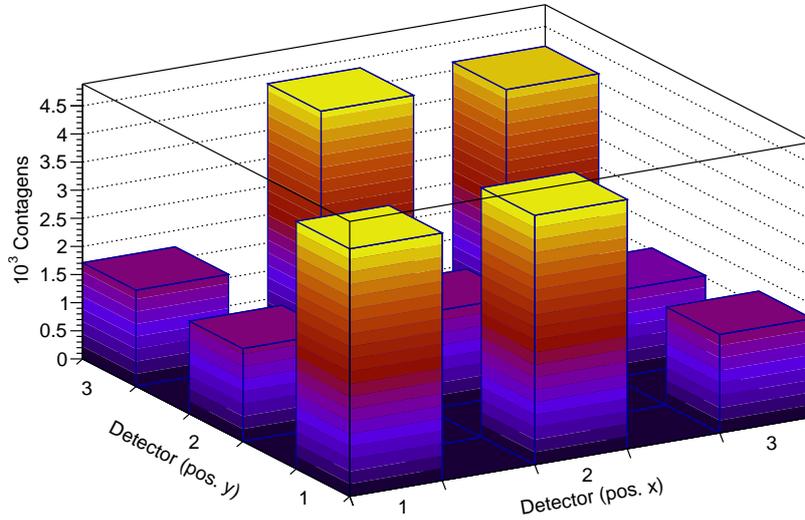


Figura 4.8 - Mapa de contagens para os canais em torno do pico (do 40 ao 90), para uma integração de 2 horas com a fonte posicionada no centro.

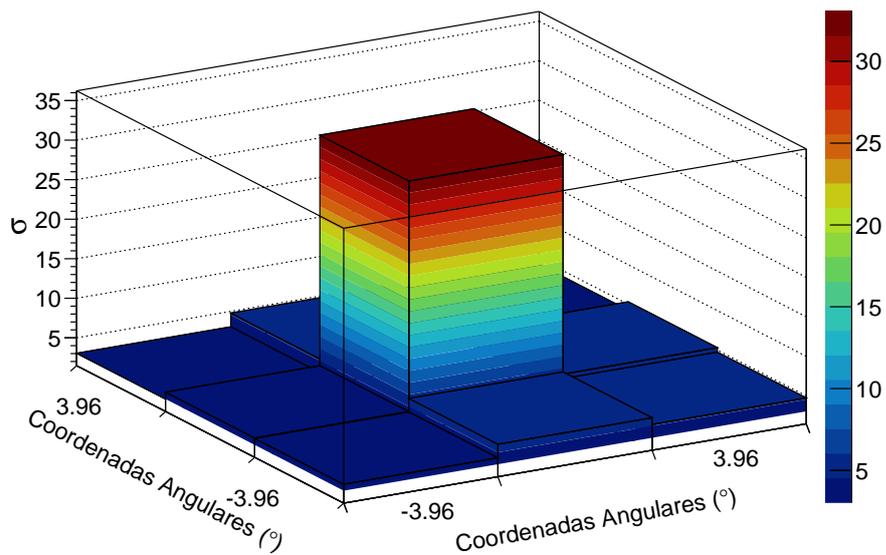


Figura 4.9 - Imagem reconstruída com a fonte posicionada na direção do centro do plano de detectores. O tempo de integração foi de 2 horas.

É importante enfatizar que a imagem de 3×3 píxeis apresentada na Figura 4.9 e as imagens que serão apresentadas posteriormente neste capítulo são apenas demonstrações de imagens reais, obtidas em laboratório com um sistema de detecção reduzido. No experimento completo, que voará a bordo de um balão, poderão ser obtidas imagens 13×13 , como mostram as simulações apresentadas nas Figuras 4.10 e 4.11 (para uma descrição detalhada das simulações, ver PENACCHIONI et al., 2015 e CASTRO et al., 2016).

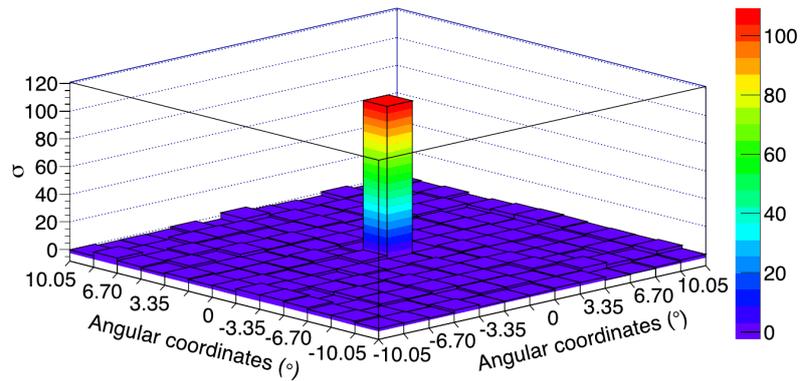


Figura 4.10 - Imagem simulada da região da Nebulosa do Caranguejo.

Fonte: Penacchioni et al. (2015)

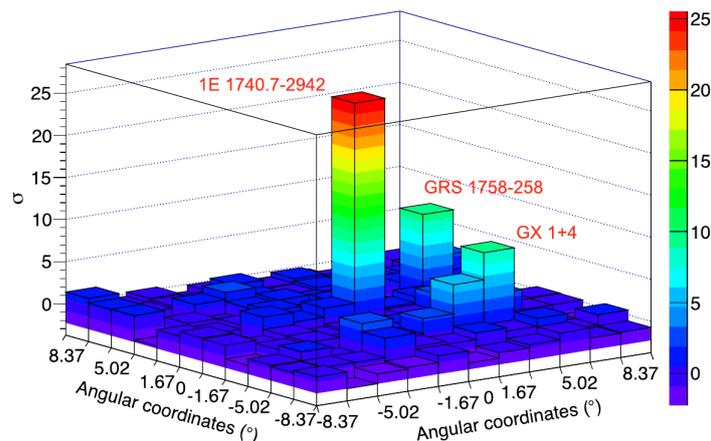


Figura 4.11 - Imagem simulada da região do Centro Galáctico.

Fonte: Penacchioni et al. (2015)

4.3.2.3 Um exemplo de *flat-field*

Assim como em outros comprimentos de onda (e.g. óptico, infravermelho), no imageamento em raios X é uma prática comum corrigir as contagens registradas no plano detector utilizando a técnica de *flat-field*. O objetivo da normalização é corrigir as irregularidades intrínsecas de cada detector – assim como de suas respectivas eletrônicas associadas – para que não comprometam o resultado final. Como essas irregularidades estão sujeitas a variações no tempo, os dados utilizados para a correção *flat-field* devem ser adquiridos imediatamente antes ou depois da integração dos dados científicos, para que estejam sob as condições mais similares possíveis.

Se $C_{\text{medido}}(det, ch)$ é o valor das contagens da integração dos dados científicos para cada detector det em determinado canal ch e $C_{\text{flat}}(det, ch)$ é o valor das contagens da integração realizada para o *flat-field*, os dados corrigidos $C_{\text{corr}}(det, ch)$ podem ser calculados por

$$C_{\text{corr}}(det, ch) = C_{\text{medido}}(det, ch) \times f(det, ch), \quad (4.4)$$

onde f é o fator de conversão definido como

$$f(det, ch) = \frac{C_{\text{flat}}(det, ch)}{C_{\text{flat}}(det, ch)}, \quad (4.5)$$

sendo \bar{C} a contagem média. Como os dados são corrigidos por um fator que leva em consideração a média de contagens de todos os detectores para determinado canal, a diferença de contagens registradas, resultante das irregularidades provenientes das propriedades individuais dos detectores são normalizadas e, portanto, minimizadas.

Com o intuito de elucidar o benefício da técnica de *flat-field*, foi realizada uma integração para esse fim, de aproximadamente 4 horas, momentos após a integração feita para a obtenção da imagem mencionada acima (Seção 4.3.2.2). O experimento foi realizado com a fonte à mesma distância e sem a máscara, para que todos os detectores fossem iluminados uniformemente. Após a obtenção dos dados do *flat-field*, as contagens corrigidas foram calculadas conforme as Equações 4.4 e 4.5. A Figura 4.12 mostra o mapa de *flat-field*, isso é, o fator de conversão f para cada detector, integrado do canal 40 ao 90. O resultado da aplicação é apresentado na Figura 4.13, com o resultado anterior – antes da aplicação da técnica do *flat-field* –

exibido à esquerda.

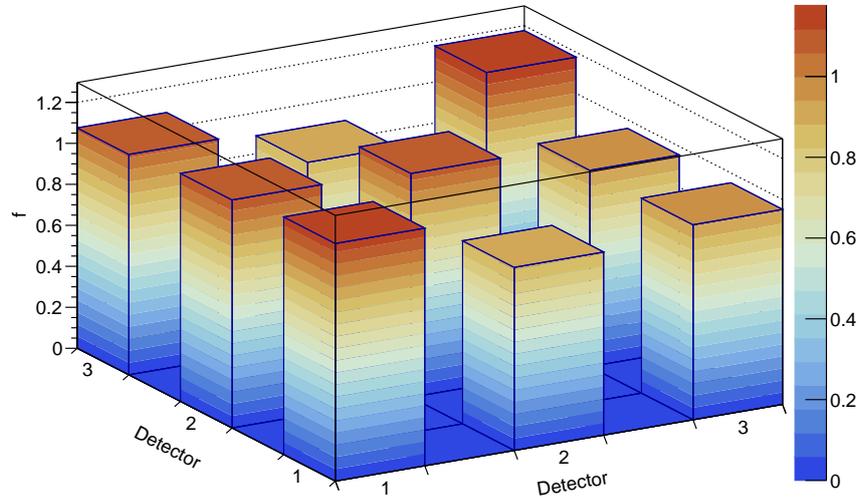


Figura 4.12 - Mapa de *flat-field*. O mapa representa o fator de conversão f , integrado do canal 40 ao 90, para cada detector.

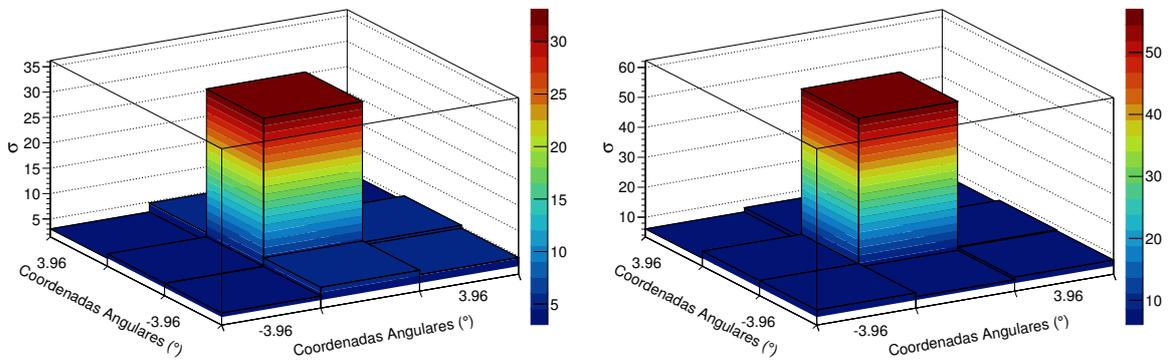


Figura 4.13 - Imagens reconstruídas antes e após a aplicação da técnica de *flat-field*. À esquerda: Sem a correção. À direita: Após a correção.

É possível notar a melhoria na imagem reconstruída (Figura 4.13), que – além de tornar o ruído de fundo mais uniforme – aumentou o SNR da determinação do *sky-bin* em que a fonte está localizada de ~ 30 para ~ 50 , um fator de aproximadamente 1,67.

4.3.2.4 Imagem deslocada de um *sky-bin*

Outro teste para obtenção de uma imagem foi realizado, dessa vez com a fonte em uma posição diferente da central. Para a mesma distância horizontal utilizada no experimento anterior, a fonte foi deslocada angular e verticalmente de $3,96^\circ$, de modo a ocupar exatamente o centro do *sky-bin* vizinho. A Figura 4.14 mostra a imagem reconstruída para um tempo de integração de 2 horas.

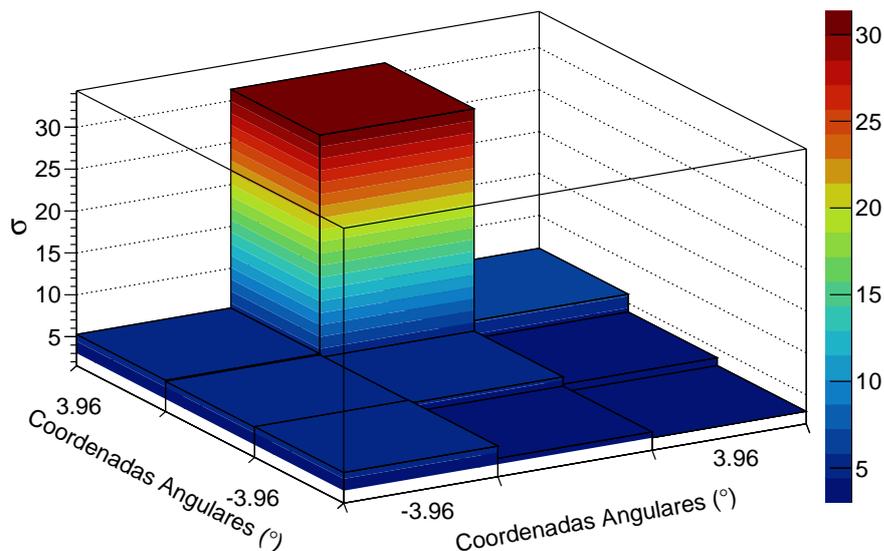


Figura 4.14 - Imagem reconstruída com a fonte deslocada verticalmente de 1 *sky-bin* em relação ao centro. O tempo de integração foi de 2 horas.

Para o mesmo tempo de integração, a relação sinal-ruído do pico na imagem reconstruída com a fonte deslocada foi similar à obtida com a imagem no centro ($\text{SNR} \sim 30$). Esse resultado é esperado para todas as situações em que a fonte, dentro do campo de visada, esteja posicionada exatamente no centro de um *sky-bin*, uma vez que, nessa condição, a iluminação que atinge a máscara codificada se desloca de valores inteiros de linhas (ou colunas) – não permitindo que os espaços entre os detectores afetem a reconstrução da imagem.

4.3.2.5 Imagem posicionada em um *sky-bin* intermediário

Uma outra configuração possível para um teste de obtenção de imagem é posicionar a fonte entre dois *sky-bins*. Para tal, a fonte foi deslocada angularmente de $1,98^\circ$ ($1/2$ *sky-bin*) em relação ao centro – no mesmo sentido do experimento anterior, em que a fonte havia sido deslocada de um *sky-bin* inteiro. A Figura 4.15 mostra a imagem reconstruída, para o mesmo tempo de integração de 2 horas.

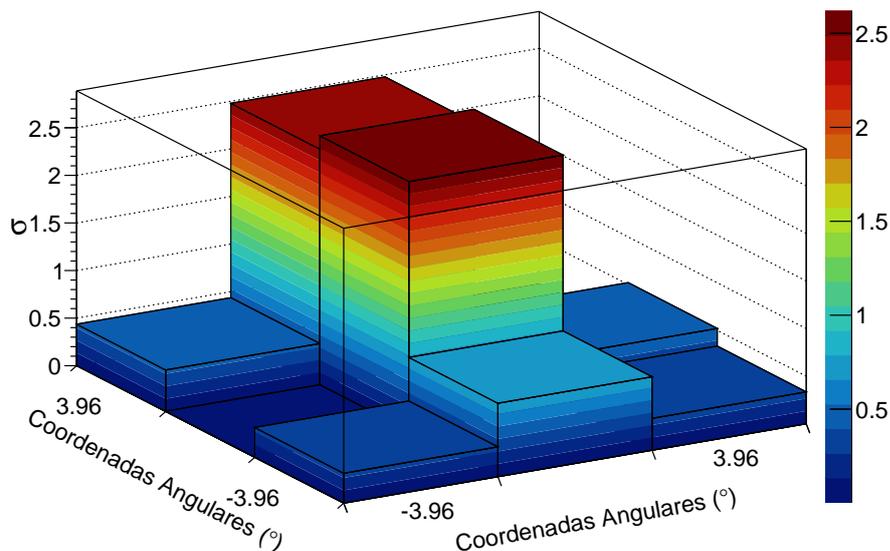


Figura 4.15 - Imagem reconstruída com a fonte deslocada verticalmente de $1/2$ *sky-bin* em relação ao centro. O tempo de integração foi de 2 horas.

Uma vez que se tem o conhecimento prévio de que há apenas uma fonte no campo de visada e que não há um píxel intermediário que corresponda à sua posição (deslocada de $1/2$ *sky-bin*), pode-se presumir que os dois picos que aparecem na imagem reconstruída indicam que a fonte está localizada em alguma posição entre esses dois *sky-bins*. Por terem (aproximadamente) mesma intensidade, entende-se que essa posição é exatamente a metade da separação angular de seus centros.

No entanto, e em contraste com o teste anterior (Seção 4.3.2.4), a fonte posicionada fora do centro de um *sky-bin* faz com que a iluminação que atinge a máscara codificada não se desloque de um valor inteiro de linhas (ou colunas), permitindo que os espaços entre os detectores afetem o mapa de contagens e a posterior reconstrução

da imagem. Na Figura 4.15, é possível notar o elevado ruído e a consequente baixa relação sinal-ruído dos picos ($\text{SNR} \sim 2,5$), se comparada com os valores dos testes em que a fonte ocupava o centro de um *sky-bin*.

Em todo o caso, é possível relacionar os resultados da reconstrução da imagem para as 3 posições distintas através das contagens registradas. A Figura 4.16 apresenta novamente as três imagens, desta vez com o eixo vertical em *contagens por sky-bin*. Para o mesmo tempo de integração, as duas imagens reconstruídas das situações em que a fonte estava deslocada de um *sky-bin* inteiro – a) e b) – apresentam um pico de aproximadamente 10.000 contagens. Para a condição intermediária – c) –, em que dois picos surgiram da reconstrução, o número de contagens de cada um é em torno de 5.000 – metade do valor das contagens registradas nas outras duas situações.

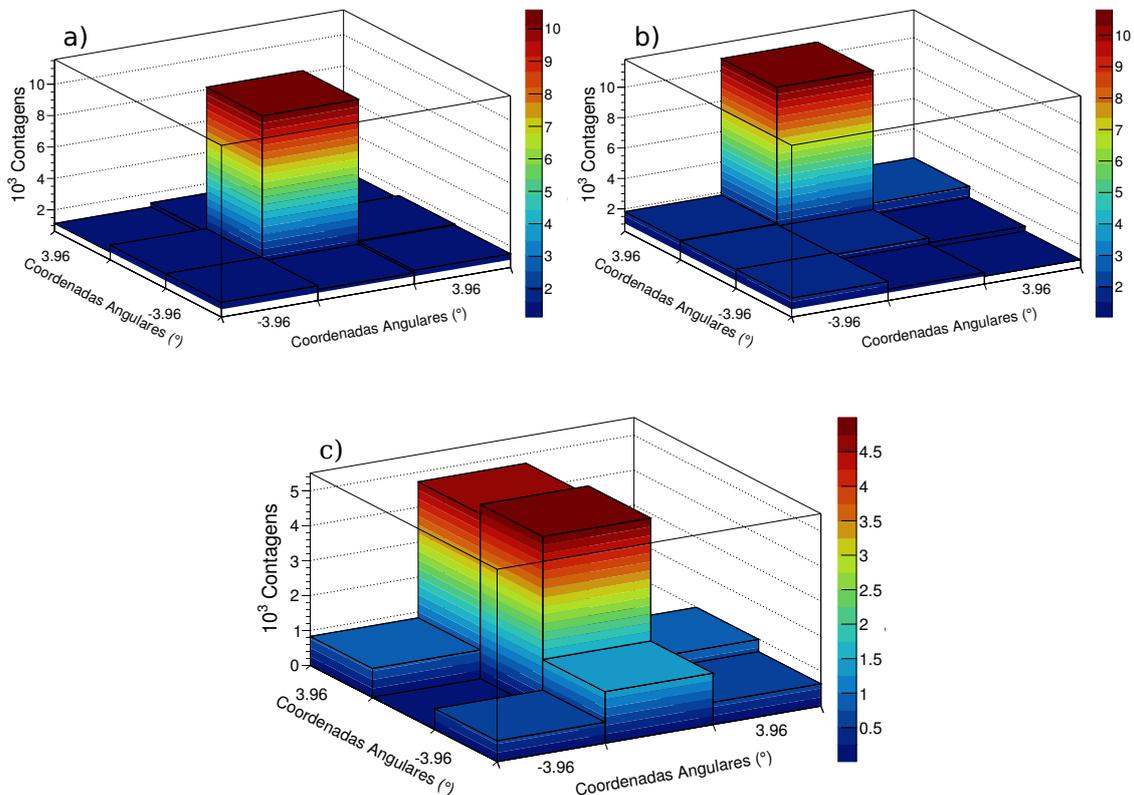


Figura 4.16 - Contagens por *bin* para os três testes de reconstrução de imagem. a) imagem para a fonte posicionada no centro; b) imagem para a fonte deslocada de 1 *sky-bin* e c) imagem para a fonte deslocada de 1/2 *sky-bin*. A soma de contagens dos dois picos da imagem c) resulta em torno do valor das contagens para os picos únicos em a) e b).

Em vista disso, é razoável pressupor que a soma das contagens dos dois picos reconstruídos na imagem para fonte em uma posição intermediária resulta aproximadamente nas contagens do pico único de quando a fonte ocupa o centro de um *sky-bin*.

4.3.2.6 Simulações comparativas

Utilizando a geometria do sistema de detecção 13×13 do experimento protoMIRAX, nosso grupo realizou simulações com o pacote GEANT4 (AGOSTINELLI et al., 2003) para estudar o comportamento da radiação depositada no plano detector em função do ângulo de incidência. As simulações reproduzem as condições do experimento em voo e consideram um tempo de integração de 8 horas. Como a separação entre os centros de detectores vizinhos é de 20 mm e a distância entre a máscara e o plano detector do sistema completo será de 650 mm, a radiação que atinge a máscara iluminará totalmente os detectores a cada $\tan^{-1}\left(\frac{20}{650}\right) \sim 1,76^\circ$ – medidos a partir da posição central (0°). Assim, para reproduzir as situações mostradas nos testes com a versão reduzida (3×3), foram obtidas imagens de simulações para fontes localizadas em 4 ângulos distintos; 2 em que a radiação ilumina totalmente os detectores ($0,00^\circ$ e $1,75^\circ$) e 2 para incidências intermediárias ($0,90^\circ$ e $2,65^\circ$). A diferença de $\sim 0,01^\circ$ entre os valores calculados e os utilizados para a simulação é estatisticamente insignificante e ocorre devido ao passo do ângulo incidente simulado, que é de $0,05^\circ$. A Figura 4.17 apresenta as 4 imagens reconstruídas, com o eixo z em *contagens por bins*. A contar a partir do *bin* central – na posição (7,7) do plano xy, a fonte foi mantida na posição $y = 7$ e deslocada na direção crescente de x de $1/2 \text{ bin}$ em $1/2 \text{ bin}$. Nos ângulos de $0,00^\circ$ (a) e $1,75^\circ$ (c), os picos são simples e reproduzem exatamente o ângulo de incidência. As contagens registradas para esses dois casos foram de 190.095 e 190.834, respectivamente. Para os ângulos de $0,90^\circ$ (b) e $2,65^\circ$ (d), os picos são duplos e quase iguais. Para esses dois casos intermediários, é possível recuperar os ângulos de incidência através da comparação das alturas dos picos. Por exemplo, para o ângulo de $2,65^\circ$, os píxeis $x = 8$ e $x = 9$ registraram respectivamente 95.557 e 93.851 contagens – valores estatisticamente iguais – o que indicaria que a “posição do píxel” está entre o 8 e o 9, portanto 8,5. Ao subtrair 7, que é a posição inicial, tem-se

$$\tan^{-1}\left((8,5 - 7) \times \frac{20}{650}\right) = 2,64, \quad (4.6)$$

que recupera o valor de 2,65 dentro da estatística.

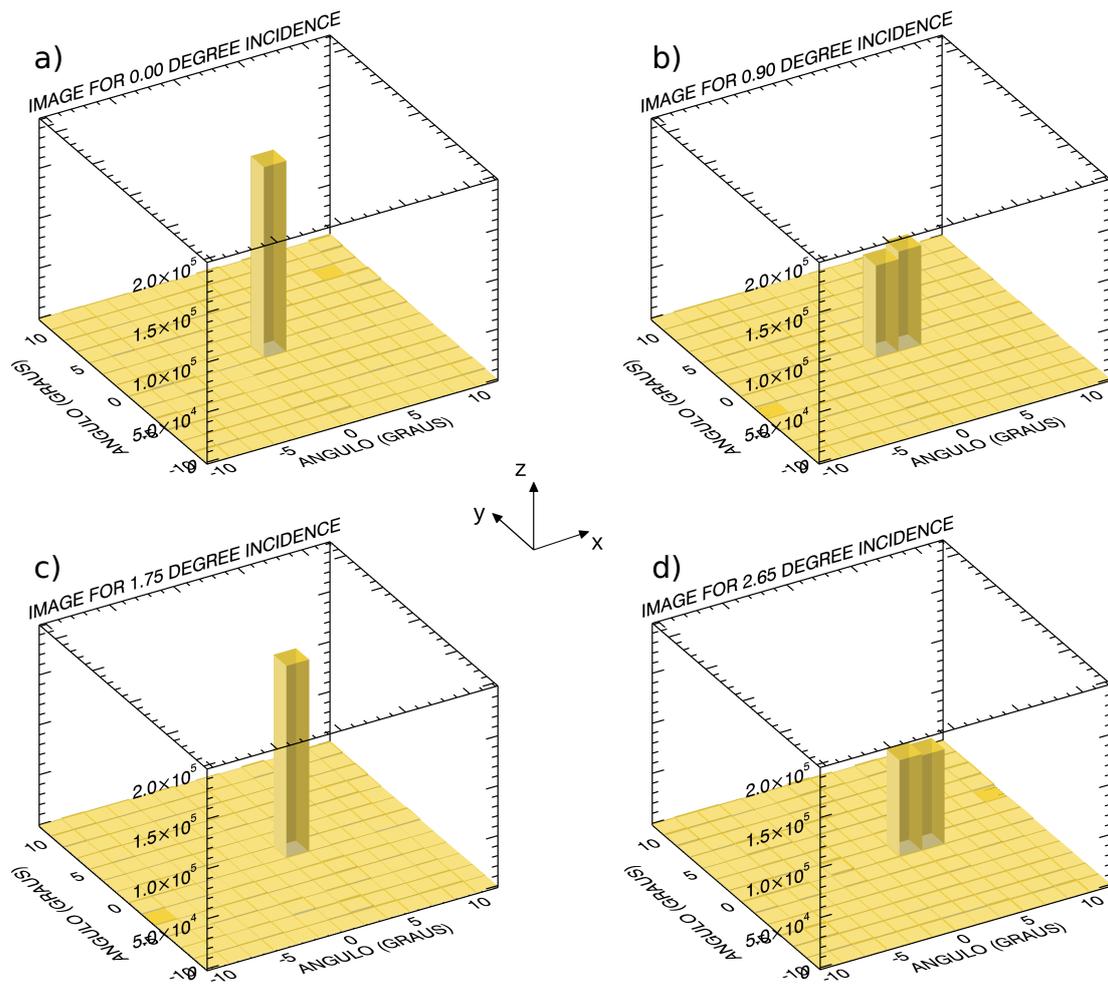


Figura 4.17 - Imagens simuladas para uma fonte localizada em 4 ângulos distintos. *a*) imagem para incidência perpendicular ($0,00^\circ$); *b*) imagem para a fonte deslocada de $0,90^\circ$ em relação ao centro; *c*) deslocada de $1,75^\circ$ e *d*) deslocada de $2,65^\circ$.

É interessante notar nos resultados da simulação para o sistema completo que, assim como nos testes com a versão 3×3 , a soma das contagens dos picos duplos que ocorrem quando a fonte está localizada em um *bin* intermediário resulta no valor das contagens do pico simples – que ocorre quando a fonte se desloca de um valor inteiro de *bin*. Além disso, como mencionado anteriormente, o deslocamento de um *bin* completo na posição da fonte faz com que a iluminação incidente na máscara se desloque um valor inteiro de coluna (a menos do fator $\cos \theta$ causado pela diminuição da área transversal) – evitando que os espaços entre detectores afetem a reconstrução –, enquanto que, no caso de um deslocamento não inteiro, ocorre a superposição de

dois padrões da máscara. Isso pode ser visto na Figura 4.18, que apresenta o mapa de contagens dos detectores para os 4 ângulos simulados. O mapa de contagens a), que se refere à incidência perpendicular ao centro do sistema de detecção ($0,00^\circ$), reproduz exatamente o padrão da máscara codificada. O mesmo acontece para o mapa c) – em que a fonte se deslocou de 1 *bin* inteiro –, que reproduz o padrão da máscara permutado de uma coluna. Para as duas condições intermediárias, b) e d), em que a reconstrução é imperfeita devido à superposição de padrões, o mapa de contagens exibe uma iluminação não uniforme nos detectores (a cor cinza indica um menor número de contagens).

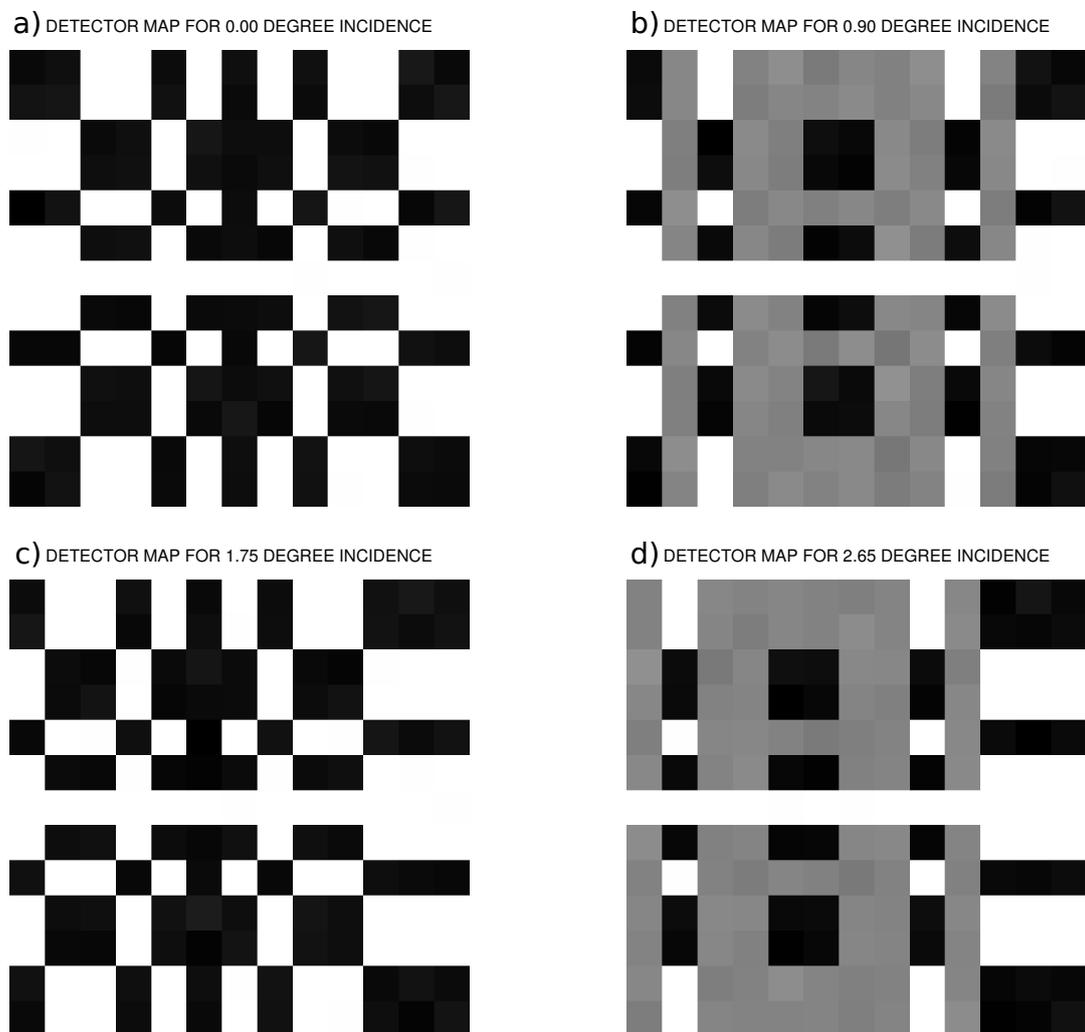


Figura 4.18 - Mapas de contagens dos detectores para os 4 ângulos simulados. *a)* mapa para incidência perpendicular ($0,00^\circ$); *b)* mapa para a fonte deslocada de $0,90^\circ$ em relação ao centro; *c)* deslocada de $1,75^\circ$ e *d)* deslocada de $2,65^\circ$. A cor branca indica contagens mínimas e a cor preta contagens máximas.

Existem, claro, outros métodos – além da simples comparação linear apresentada – que podem ser utilizados para inferir a relação entre os múltiplos picos presentes em uma imagem reconstruída de fontes em posições intermediárias. Como exemplo, um ajuste Gaussiano bidimensional foi feito para os dois picos que aparecem na imagem d) da Figura 4.17 (de ângulo de incidência $2,65^\circ$), e é mostrado na Figura 4.19.

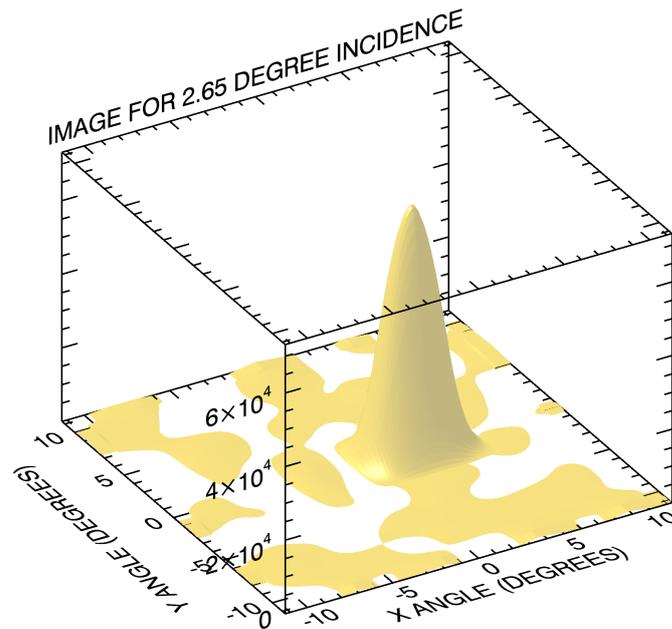


Figura 4.19 - Ajuste Gaussiano bidimensional para os dois picos presentes na imagem reconstruída, para o ângulo de incidência de $2,65^\circ$.

Antes do ajuste, a imagem foi repixelizada (por um fator 11) por interpolação linear e posteriormente suavizada com uma largura de 13 píxeis (valor arbitrário, escolhido pelo fato de prover a melhor visualização). Após o ajuste, os dois picos se unem e o centróide da Guassiana recupera o ângulo de incidência com uma precisão de $\sim 1,4^\circ$ (1σ) na direção x e $\sim 1,0^\circ$ (1σ) na direção y. O valor do centróide, nesse caso, está dentro de 1,5% do valor exato do ângulo – assim como o valor recuperado na comparação direta entre os picos. Dessa maneira, esses resultados reforçam o fato de que as imagens feitas pelo método de máscara codificada distribuem os sinais dos *sky-bins* (fontes) entre os píxeis da imagem reconstruída de forma linear.

De uma maneira geral, os testes realizados e descritos nesse capítulo serviram para impulsionar o estudo e elaboração de ideias com a finalidade de amenizar algumas das limitações impostas pelo método da máscara codificada aplicado a um plano de detectores “planares” separados de distâncias significativas em relação às suas dimensões. O desenvolvimento de uma relação entre os múltiplos picos vizinhos existentes na imagem reconstruída de fontes localizadas em *sky-bins* intermediários permitiria acurar suas posições – não apenas para fontes no meio exato entre píxeis (como as situações expostas nesse trabalho) –, mas também para posições intermediárias a essas. Com o sistema de detecção completo do experimento protoMIRAX disponível para testes e com o auxílio das simulações, acredita-se que será possível evidenciar essa relação.

As simulações realizadas com o conjunto completo (13×13) de detectores tem permitido um estudo detalhado do desempenho do sistema imageador – com e sem o uso de colimadores – e continuarão sendo realizadas (Braga et al., em preparação).

5 ANÁLISE TEMPORAL DE 1E 1740.7-2942

5.1 Introdução

O objeto 1E1740.7-2942, uma vez também chamado de “*The Great Annihilator*” (BOUCHET et al., 1991), foi observado pela primeira vez em raios X moles no levantamento do plano Galáctico conduzido pelo IPC (*Image Proportional Counter*) a bordo do Observatório Einstein (HERTZ; GRINDLAY, 1984). Em 1985, a missão STS-15-F, também conhecida como Spacelab 2, realizou o primeiro levantamento do centro Galáctico em energias até ~ 30 keV, identificando novamente 1E1740.7-2942 e constatando que a fonte dominava o espectro em raios X duros da região (SKINNER et al., 1987). Posteriormente, em observações comparativas utilizando os dois telescópios a bordo do satélite russo GRANAT (BRANDT et al., 1990), o ART-P (3-15 keV) e o SIGMA (35-120 keV), foi verificado que, de fato, 1E1740.7-2942 era a fonte mais forte e persistente em raios X duros na vizinhança do Centro Galáctico (Figura 5.1). Pela semelhança do comportamento espectral em relação ao de Cygnus X-1, Sunyaev et al. (1991) classificaram 1E1740.7-2942 como candidato a buraco negro. Devido aos jatos de matéria em rádio, que atingiam grandes distâncias angulares ($\sim 1'$) do núcleo para ambos os lados, o objeto foi o primeiro classificado como microquasar, inaugurando a classe (MIRABEL et al., 1992).

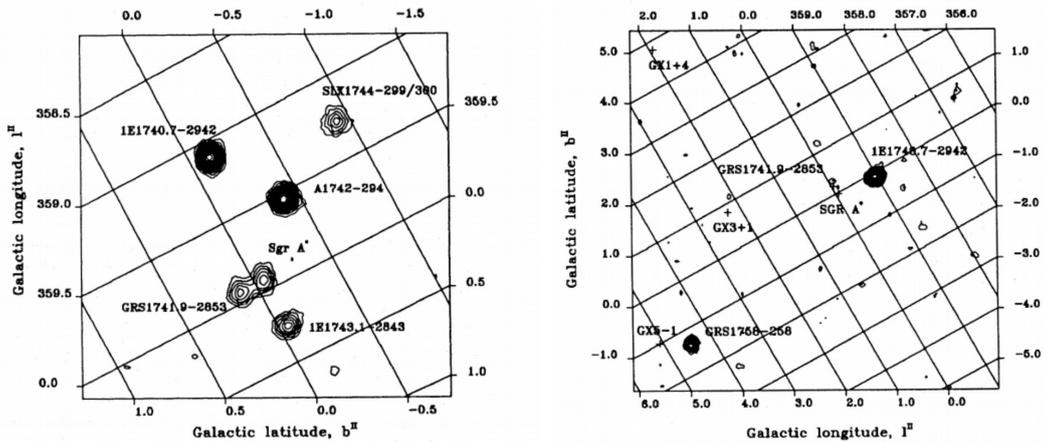


Figura 5.1 - Região do Centro Galáctico observada pelos telescópios do observatório orbital russo GRANAT. À esquerda: Imagem de raios X de região $2,3^\circ \times 2,3^\circ$ em volta do centro galáctico obtida pelo telescópio ART-P (3-15 keV). À direita: Região $8,2^\circ \times 8,2^\circ$ do Centro Galáctico obtida pelo telescópio SIGMA (35-120 keV).

Fonte: Sunyaev et al. (1991)

Até o momento, nenhuma contrapartida no óptico ou infravermelho foi confirmada, o que pode ser atribuído à alta concentração de poeira interestelar na direção de 1E 1740.7-2942 (GALLO; FENDER, 2002). Inicialmente, foi sugerido que o objeto não necessariamente acretasse matéria de uma estrela companheira e que a matéria pudesse ser proveniente de uma nuvem molecular próxima (BALLY; LEVENTHAL, 1991). Em uma busca realizada no óptico profundo e no infravermelho próximo, Chen et al. (1994) sugeriram que, se houvesse uma componente secundária, essa teria massa inferior a $9 M_{\odot}$. Em posterior investigação, também no infravermelho próximo, Martí et al. (2000) indicaram que os tipos estelares permitidos para a companheira seriam tipo espectral superior a B8, para o caso de uma estrela da sequência principal, ou tipo espectral inferior a G5, para o caso de uma estrela gigante. Um estudo temporal com dados do RXTE revelou uma modulação periódica de $12,73 \pm 0,05$ dias (SMITH et al., 2002); resultado que, se atribuído ao período orbital do sistema, exigiria que a companheira estivesse pelo menos na fase de gigante vermelha, a fim de garantir o preenchimento do lóbulo de Roche. Em 2010, foi identificada a primeira candidata à contrapartida de 1E 1740.7-2942. O levantamento realizado sugeria duas hipóteses antagônicas, face às imagens obtidas, para se explicar a contrapartida detectada em infravermelho. Uma das possibilidades era da fonte ser, na realidade, um Núcleo Ativo de Galáxia projetado ao longo da linha de visada. A outra, de ser um sistema binário de alta massa (MARTÍ et al., 2010). Após análise em rádio dos jatos bipolares de 1E 1740.7-2942, o mesmo grupo de pesquisadores descartou a possibilidade de a fonte ser extragaláctica, sugerindo duas novas alternativas para explicar o sistema: uma binária de baixa massa com uma estrela *late-type* gigante como companheira, ou uma binária de alta massa com componente secundária tipo B na sequência principal (LUQUE-ESCAMILLA et al., 2015).

Observações simultâneas realizadas na faixa de raios X duros com os instrumentos a bordo dos satélites RXTE e INTEGRAL verificaram que a fonte passa a maior parte do tempo no estado *low/hard* (SANTO et al., 2005). Essa informação foi confirmada por Castro et al. (2015), que, ao analisarem ~ 300 espectros provenientes do telescópio IBIS, a bordo do INTEGRAL, em uma cobertura de aproximadamente 10 anos (2003-2012), obtiveram um ajuste espectral utilizando uma lei de potência com índice médio de $\Gamma = 1,48 \pm 0,22$; valor esperado para um sistema binário com buraco negro nesse estado (REMILLARD; MCCLINTOCK, 2006).

Em posse de duas novas amostras de dados que cobrem um longo intervalo de tempo, o objetivo deste trabalho é buscar, através de ferramentas de análise de séries temporais, assinaturas periódicas de 1E 1740.7-2942, discutir sobre suas consequências

para o sistema binário, e contribuir para um melhor entendimento com relação à natureza da fonte.

5.2 Metodologia

Nesta seção serão apresentadas a origem dos conjuntos de dados utilizados, a metodologia do processo de redução dos mesmos, e a ferramenta fundamental de análise temporal aplicada para a busca de sinais periódicos.

5.2.1 Os Conjuntos de dados

Para realizar a análise em busca de modulações periódicas foram utilizados dados de dois telescópios imageadores em raios X duros: o IBIS (UBERTINI et al., 2003), a bordo do satélite INTEGRAL, e o BAT (BARTHELMY et al., 2005), a bordo do satélite *Swift*. A escolha pelos telescópios foi baseada no fato de sistemas binários com buracos negros no estado *low/hard* serem mais brilhantes em energias superiores a 20 keV (PSALTIS, 2004). Os dados foram submetidos a tratamento seguindo determinados critérios, fundamentados principalmente no estudo espectral realizado por Castro et al. (2015), a fim de garantir que estivessem sendo analisados apenas dados relativos ao estado de emissão *low/hard* de 1E 1740.7-2942. Tais critérios serão explicados nas seções subsequentes. Ademais, foi escolhido um intervalo no tempo para que a cobertura temporal fosse concomitante, possibilitando realizar um estudo mais coerente em posse dos dois conjuntos de dados. Embora essa seleção provoque a exclusão de alguns pontos, de ambos os telescópios, aumenta-se a confiabilidade quando da investigação de uma assinatura periódica comum aos dois conjuntos. A cobertura temporal total após a filtragem é de aproximadamente 10 anos.

5.2.1.1 Dados do INTEGRAL

O IBIS (*Imager on Board the Integral Satellite*) é um instrumento imageador que utiliza o método de abertura codificada. Foi projetado para imageamento de alta resolução angular (12' FWHM) na faixa de 15 keV a 10 MeV. O telescópio é composto por duas camadas de detectores, o ISGRI e o PICsIT. Os dados utilizados neste trabalho foram obtidos a partir do detector ISGRI.

O número total de espectros disponíveis no banco público de dados é de 366, cobrindo o período de 2003 a 2015, na faixa de 20 a 200 keV. A primeira etapa do tratamento consistiu em realizar um ajuste de lei de potência através do modelo `powerlaw` do programa XSPEC, suite padrão de análise de dados em raios X. Os espectros que apresentaram qualidade de ajuste $\chi_{red}^2 \leq 2$ foram selecionados. Desses, os que

apresentaram $\text{SNR} \leq 5$ na faixa de 20 a 200 keV foram descartados. Essa seleção produziu 216 espectros. A distribuição de frequência dos índices de lei de potência (Γ) resultantes está na Figura 5.2.

A faixa de $\Gamma = 1,6$ a $2,0$ foi selecionada para definir o conjunto de dados a ser analisado. Essa faixa corresponde a aproximadamente $\pm 1\sigma$ em relação à média da distribuição e garante, segundo os critérios de Remillard e McClintock (2006) e Castro et al. (2014), que a fonte se encontra no estado *low/hard*. Ao final, o número de espectros é de 162, cobrindo o intervalo de 2005 a 2015.

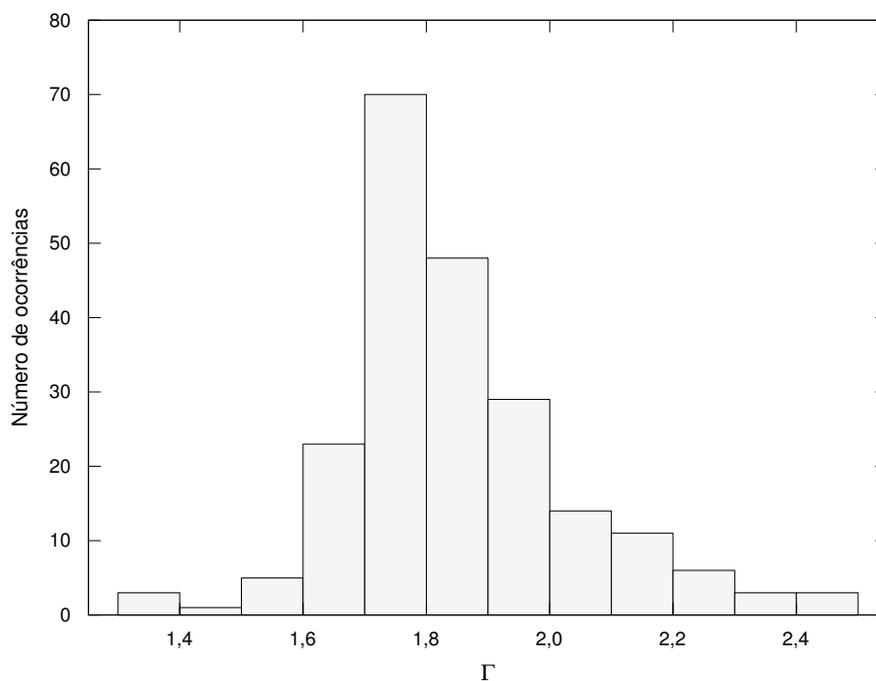


Figura 5.2 - Histograma dos valores de índice espectral Γ resultantes.

Embora a cobertura total fornecida pelo IBIS seja de 20 a 200 keV, foi utilizado o fluxo integrado na faixa de 20 a 50 keV para a construção da curva de luz. Essa seleção foi feita baseada principalmente na cobertura de energia dos dados disponíveis do telescópio *Swift*, que é de 15 a 50 keV, para certificar que os fluxos das duas amostras de dados estejam aproximadamente na mesma banda de energia e sejam assim comparáveis, possibilitando a análise simultânea.

5.2.1.2 Dados do Swift

O BAT (*Burst Alert Telescope*), a bordo do *Swift*, é também um instrumento imageador de raios X que utiliza a técnica de máscara codificada. Foi projetado para detecção de *Gamma Ray Bursts* (GRBs) e por isso possui um amplo campo de visada (1,4 sr). A resolução angular é de 4' na faixa de 15 a 150 keV.

Os dados do *Swift* são bem mais numerosos (3459 pontos iniciais) que os dados do INTEGRAL e encontram-se tabulados como contagens $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ na faixa de 15 a 50 keV, cobrindo inicialmente o intervalo de 2005 a 2016. Uma característica importante é que os instantes de cada medida são expressos como dias julianos modificados inteiros. Como primeiro procedimento, também foram selecionados apenas aqueles com $\text{SNR} \geq 5$. Além disso, para garantir que o conjunto refletisse o estado *low/hard* da fonte, as medidas rejeitadas no conjunto de dados do INTEGRAL, por estarem fora do intervalo $1,6 \leq \Gamma \leq 2,0$, também foram excluídas do conjunto de medidas do *Swift*, utilizando uma margem de ± 1 dia para o MJD correspondente ao ponto fora do critério. Por fim, os instantes iniciais e finais de cada conjunto de dados foram selecionados para que coincidam. O conjunto resultante é de 1599 pontos, cobrindo, portanto, o mesmo intervalo de 2005 a 2015.

5.2.2 Séries temporais resultantes

Após as seleções descritas na seção anterior, remanesceram para o conjunto de dados do INTEGRAL 162 pontos, expressos em fluxo de energia integrado na faixa de 20 a 50 keV, com data inicial 24/02/2005 e data final 11/03/2015. Para análise do conjunto *Swift*, continuaram disponíveis 1599 pontos, amostrados de 14/02/2005 a 06/03/2015 e apresentados em fluxo de contagens na faixa de 15 a 50 keV. Um sumário com informações relevantes para a análise temporal acerca das amostras de dados finais é apresentado na Tabela 5.1.

Tabela 5.1 - Sumário das duas amostras dados

	INTEGRAL	<i>Swift</i>
Total de Pontos	162	1599
Cobertura (MJD)	53425 - 57092	53415 - 57087
Separação Média (dias):	22,6	2,3
Separação Mediana (dias):	5,6	1
Separação Máxima (dias):	323	255
Frequência de <i>Nyquist</i> (dias^{-1}):	0,09	0,5

A frequência de *Nyquist* apresentada representa a frequência máxima para a qual se é possível reconstruir completamente um sinal. Isso é, sinais encontrados com frequências acima da frequência de *Nyquist* de uma amostragem podem não ser confiáveis. Como a definição se aplica originalmente a dados igualmente separados em tempo ($f_{Ny} = 1/2\Delta t$), para as amostras disponíveis, o cálculo foi feito em função da mediana da separação uma vez que os dados não são igualmente espaçados. Para os valores mostrados na Tabela 5.1, e sendo $P = 1/\nu$, modulações periódicas inferiores a $\sim 11,1$ e 2 dias encontradas para os dados do INTEGRAL e do *Swift*, respectivamente, devem ser cautelosamente analisadas.

A tabela explicita também que embora as médias de tempo entre as observações sejam de 22,6 e 2,3 dias para os conjuntos INTEGRAL e *Swift*, respectivamente, há ocorrência de dados separados por intervalos superiores a 250 dias. Essa inconstância pode ser vista também nas curvas de luz montadas a partir dos dados reduzidos, que serão apresentadas na seção de resultados.

Na próxima subseção será discutido o método principal adotado para analisar séries temporais com essas características.

5.2.2.1 Ferramentas de análise

O tratamento temporal de uma amostra de dados não igualmente espaçados requer uma abordagem diferente daquela de dados separados por intervalos constantes de tempo. O método da FFT (*fast Fourier transform*), que produz um *periodograma*, é muito eficaz para o tratamento de dados igualmente espaçados e o mesmo, juntamente com técnicas de interpolação, já foi amplamente utilizado também para análise de amostras de dados não igualmente espaçados. No entanto, para o último caso, o método pode não apresentar bom desempenho em situações em que há, na amostra, intervalos suficientemente grandes entre dois pontos, principalmente devido à baixa confiabilidade da interpolação (ver, e.g., PRESS; TEUKOLSKY, 1988).

Lomb (1976) e Scargle (1982) desenvolveram um novo modelo para análise temporal, proficiente para encontrar e testar a significância de sinais periódicos. O método, que ficou conhecido como *Lomb-Scargle*, é eficaz mesmo para conjuntos de dados não igualmente espaçados no tempo. Para um conjunto de N dados, $h \equiv h(t_i)$, $i = 1, \dots, N$, de média e variância, respectivamente

$$\bar{h} \equiv \frac{1}{N} \sum_1^N h_i, \quad \sigma^2 \equiv \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{10} (h_i - \bar{h})^2, \quad (5.1)$$

o periodograma normalizado de Lomb-Scargle é definido por (ver, e.g., PRESS; RYBICKI, 1989)

$$P_N(\omega) \equiv \frac{1}{2\sigma^2} \left(\frac{\sum_j (h_j - \bar{h}) \cos \omega(t_j - \tau)^2}{\sum_j \cos^2 \omega(t_j - \tau)} \right) + \left(\frac{\sum_j (h_j - \bar{h}) \sin \omega(t_j - \tau)^2}{\sum_j \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right) \quad (5.2)$$

onde τ é determinado pela relação

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_j \sin 2\omega t_j}{\sum_j \cos 2\omega t_j} \quad (5.3)$$

Essa reformulação do periodograma proposta por Lomb e Scargle acrescenta diversas propriedades úteis à usual FFT: (1) a constante τ torna o periodograma invariante a deslocamentos de qualquer valor de tempo t_i ; (2) a formulação deixa a análise exatamente equivalente a um ajuste de mínimos quadrados de senos e cossenos e; (3) $P_N(\omega)$ é definido de tal maneira que se um sinal $h(t_i)$ é puro ruído, a potência em $P_N(\omega)$ segue uma distribuição exponencial de probabilidade, fornecendo uma estimativa da probabilidade de determinado pico ser de fato um sinal significativo ou apenas ruído aleatoriamente distribuído (HORNE; BALIUNAS, 1986). Um valor limite z_0 , que represente a confiabilidade de sinais que o excedam, pode ser calculado por

$$z_0 = -\ln[1 - (1 - p_0)^{1/N}] \quad (5.4)$$

ou simplesmente $z_0 \approx \ln(N/p_0)$ uma vez que p_0 , a probabilidade de falso alarme, assume valores fixos e pequenos. Na equação, N é o número de frequências a serem verificadas (SCARGLE, 1982).

A metodologia aplicada neste trabalho foi baseada principalmente na técnica de Lomb-Scargle descrita acima. Para toda a análise foram utilizados códigos desenvolvidos por F. Jablonski. Tais códigos possibilitam o cálculo do periodograma de Lomb-Scargle com liberdade no ajuste de alguns parâmetros, como o intervalo e o número de frequências a serem analisadas. Além disso, dispõe de outras ferramentas complementares que possibilitam, por exemplo, a produção de diagramas de fase (*folded light curves*) e a aplicação de filtros para eliminar tendências não desejadas (*detrending*). Esses e outros mecanismos utilizados na análise serão explicados posteriormente, quando da descrição de suas aplicações.

5.3 Resultados

As curvas de luz resultantes, após o tratamento descrito na seção anterior, estão na Figura 5.3. Os dados do INTEGRAL estão apresentados em fluxo de energia, na

faixa de 20 a 50 keV e os dados do *Swift* representam fluxo de contagens, de 15 a 50 keV. Ambos os conjuntos estão plotados em função da data juliana modificada (*Modified Julian Date* - MJD).

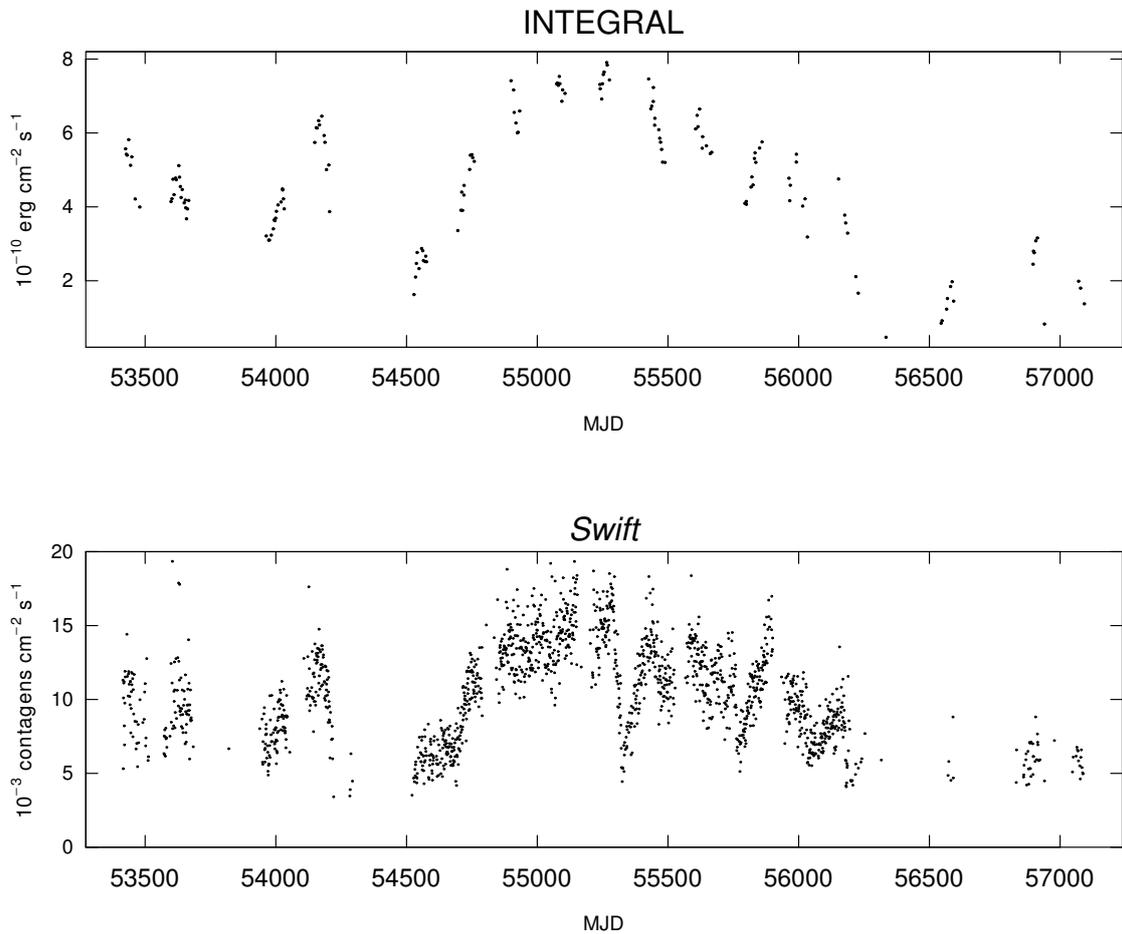


Figura 5.3 - Curvas de luz resultantes de 1E 1740.7-2942 no período de 2005 a 2015. *Acima*: Dados do telescópio IBIS na faixa de 20 a 50 keV. *Abaixo*: Dados do telescópio BAT na faixa de 15 a 50 keV.

Em conformidade com o que foi mencionado na Seção 4.2.2, é possível notar a ausência de pontos em longos intervalos de tempo nas duas curvas de luz. Fica também evidente que, devido às ponderações tomadas para que os conjuntos reproduzissem o estado *low/hard* e à contemporaneidade dos dados, as duas curvas de luz seguem tendências muito semelhantes.

5.3.1 Período Superorbital

Para iniciar a análise, os dois conjuntos de dados foram submetidos ao periodograma de Lomb-Scargle. A Figura 5.4 mostra os periodogramas resultantes na faixa de 0,005 a 0,020 dias⁻¹ ou entre 50 e 200 dias. Foram analisadas 5000 frequências nesse intervalo. Ambos os espectros são dominados por sinais de baixa frequência, todavia uma componente com período de aproximadamente 171 dias (ou $\sim 0,00585$ dias⁻¹) aparece simultaneamente nos dois conjuntos de dados.

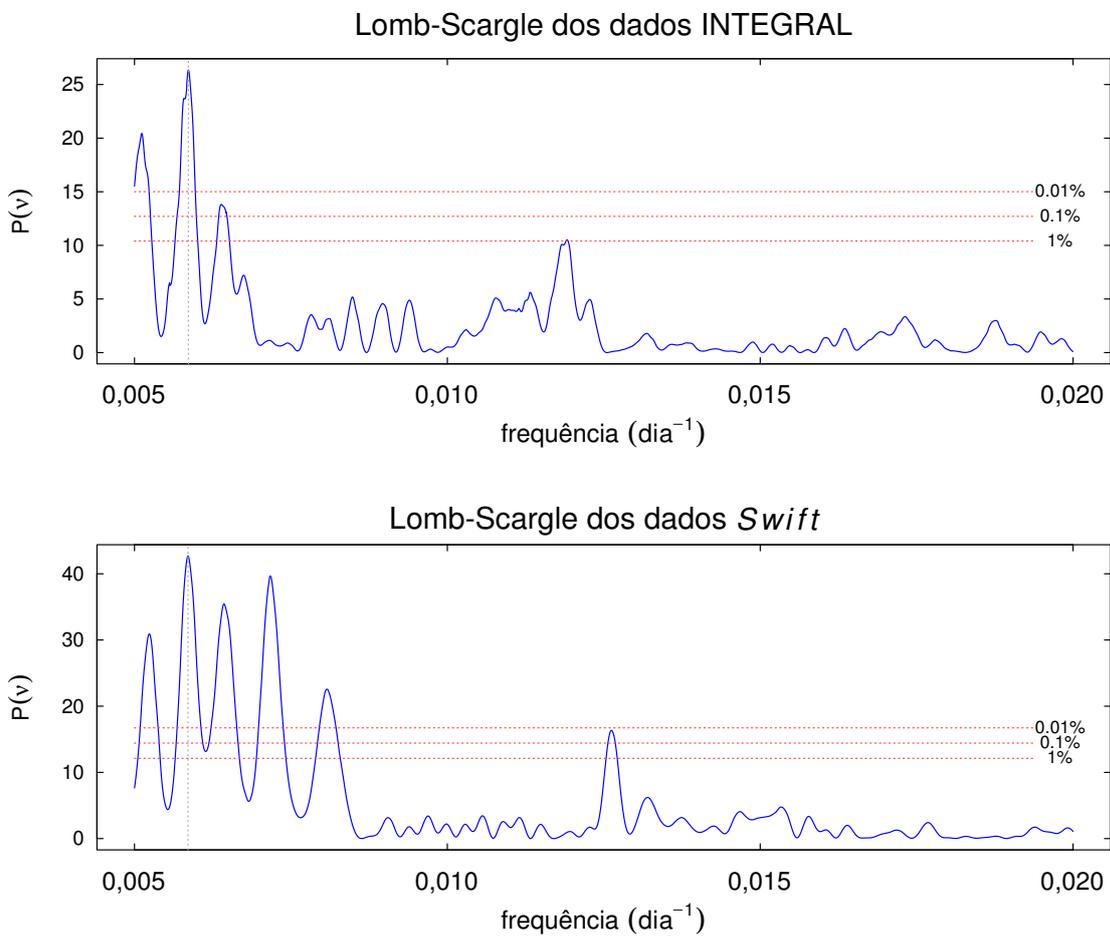


Figura 5.4 - Periodograma de Lomb-Scargle dos dois conjuntos de dados, com resolução de 5000 frequências no intervalo de 0,005 a 0,020 dias⁻¹. A linha pontilhada cinza na vertical aponta os valores máximos dos espectros de potências, aproximadamente 171 dias para ambos. As linhas vermelhas horizontais representam os níveis de falso alarme.

As probabilidades de falso alarme a 1, 0,1 e 0,01% mostradas na figura foram calculadas conforme Scargle (1982) e representam, respectivamente, os limites para a confiança de 99, 99,9 e 99,99% na detecção de um sinal. É mostrado também, através da linha vertical cinza pontilhada, o valor máximo de $P(\nu)$ para ambos os espectros. Os máximos ocorrem para $P = 170,6$ e $170,8$ dias para os dados do INTEGRAL e do *Swift*, respectivamente. Com o intuito de se validar a pertinência desse sinal coincidente, a superposição e o resultado do cálculo do espectro cruzado (*cross-spectrum*), para o mesmo intervalo de frequências, são mostrados na Figura 5.5.

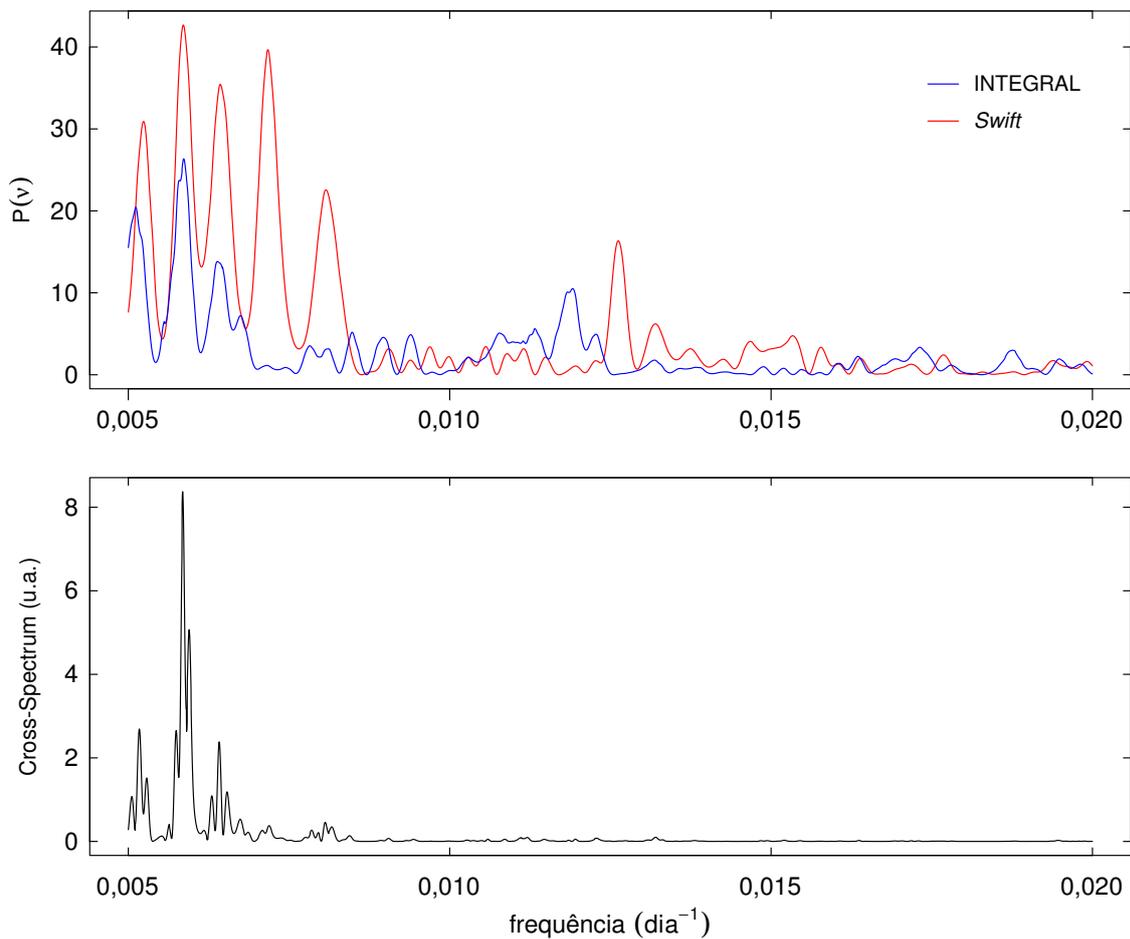


Figura 5.5 - *Acima*: Superposição dos espectros de potência. Conjunto INTEGRAL em azul e conjunto *Swift* em vermelho. *Abaixo*: Resultado da aplicação do *cross-spectrum*. Eixo vertical em unidades arbitrárias.

A análise espectral cruzada permite determinar se a variabilidade de duas séries

temporais distintas está relacionada no domínio das frequências. Se $P(\nu)_a$ e $P(\nu)_b$ são os espectros de potência de duas séries $p(t)_a$ e $p(t)_b$, respectivamente, o *cross-spectrum* é definido como $P(\nu)_a^* P(\nu)_b$, onde $P(\nu)_a^*$ é o complexo conjugado de $P(\nu)_a$. Como o espectro cruzado se trata de uma ferramenta estatística que indica coerência entre sinais pertinentes de amostras diferentes, foi considerada a modulação presente em seu resultado, com pico em $171,1 \pm 2,5$ dias. O erro foi calculado pela meia largura à meia altura (*half-width at half-maximum*). Os lóbulos laterais ao pico, presentes em ambos espectros e evidenciados no *cross-spectrum*, são provenientes da limitação dos dados no domínio do tempo. As demais modulações de amplitudes menores, presentes nos dados *Swift*, podem representar sinais reais e são abordadas na seção de discussões. Os diagramas de fase para o $P = 171,1$ dias estão na Figura 5.6.

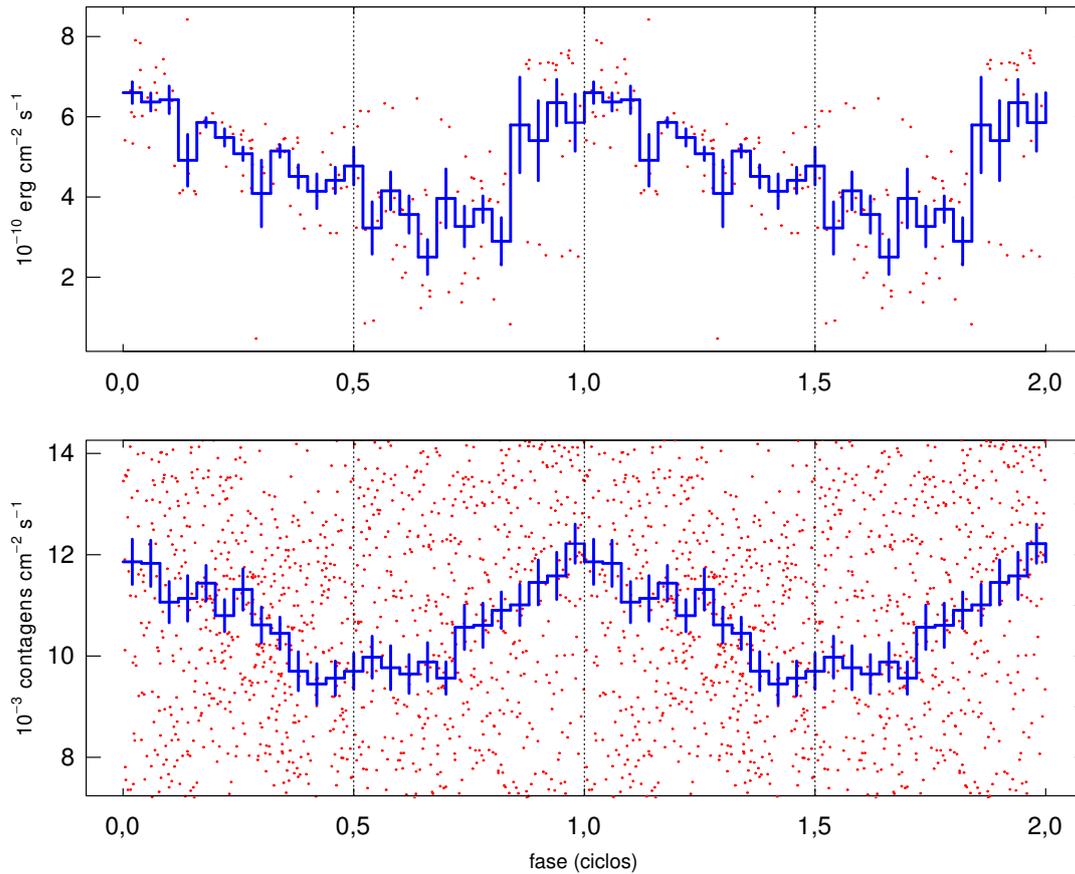


Figura 5.6 - Diagramas de Fase para $P = 171,1$ dias para os dados INTEGRAL e *Swift*, respectivamente.

5.3.2 Período Orbital

Considerando que o conjunto de dados *Swift* possui muito mais medidas que o conjunto de dados INTEGRAL e que, em princípio, podem-se procurar sinais periódicos até 2 dias (ver Tabela 5.1), foi aplicado um procedimento de filtragem para remover as modulações e tendências em baixas frequências e possibilitar a busca de assinaturas de períodos mais curtos. O resultado desse processo de remoção, também conhecido como *detrending*, é apresentado na Figura 5.7. As imagens mostram, respectivamente, a curva de luz com os dados originais e a curva de luz residual após a aplicação de um interpolador do tipo LOWESS (*LOcally WEighted Scatterplot Smoothing*).

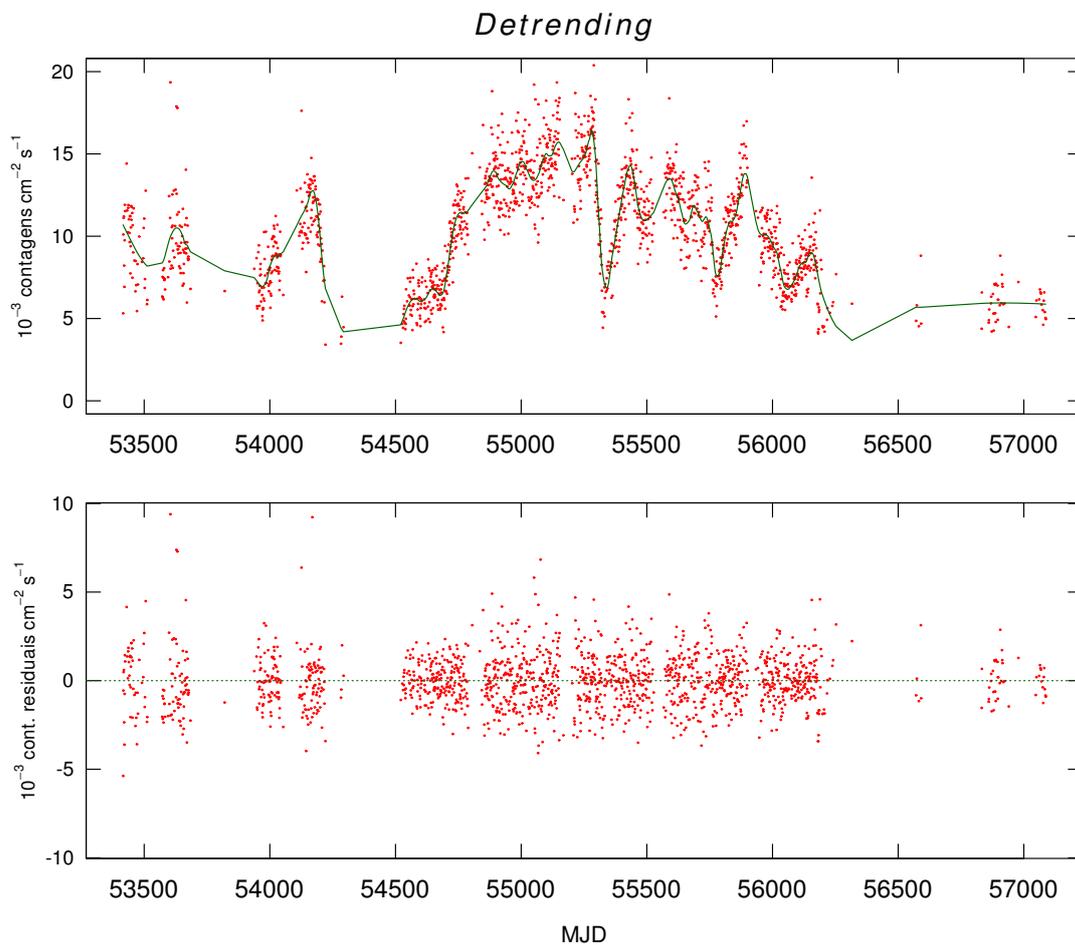


Figura 5.7 - Resultado da aplicação de um interpolador do tipo LOWESS para remoção de tendências nas baixas frequências. *Acima*: Curva de luz com o conjunto de dados *Swift* original. *Abaixo*: Curva de luz residual após a remoção.

O procedimento aplicado, LOWESS, é um método baseado em interpolação polinomial, proposto por Cleveland (1979) para descrever relações entre dados de uma amostra empírica. O ajuste em determinado ponto é ponderado em função dos valores de sua vizinhança, caracterizando o método como uma regressão local. A proporção de dados a serem considerados próximos e influentes para cada ponto é controlada pelo parâmetro de suavização, *span*. Para o resultado apresentado na Figura 5.7, foi utilizado $span = 0,05$.

Após a aplicação do filtro, espera-se que a influência das modulações em baixas frequências presentes no espectro de potência da amostra seja eliminada. A Figura 5.8 apresenta os periodogramas de Lomb-Scargle, no intervalo de 10 a 200 dias de período, dos dados antes e após a remoção. O eixo vertical está plotado em unidades logarítmicas para facilitar a visualização das componentes de baixa frequência.

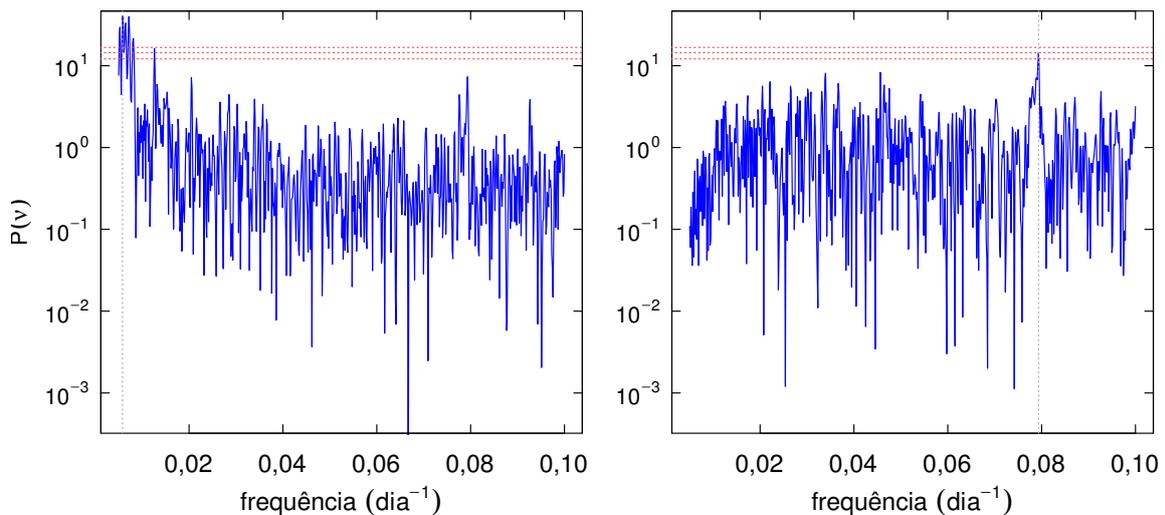


Figura 5.8 - Periodograma de Lomb-Scargle com o eixo vertical em escala logarítmica. À esquerda: Intervalo de 10 a 200 dias antes da remoção das baixas frequências. À direita: Mesmo intervalo após a aplicação do filtro.

Pode-se ver que após a subtração das modulações de baixa frequência, uma componente de frequência $\sim 0,079 \text{ dias}^{-1}$ ou $\sim 12,6$ dias de período se destaca, ultrapassando o nível de falso alarme de 0,1%. Para verificar a consistência dos níveis de falso

alarme do espectro e assegurar que essa modulação é real e não derivada de ruído ou da limitação da amostragem, foi realizado um procedimento de embaralhamento de pares de pontos da curva de luz, mantendo os instantes originais mas trocando as ordenadas. Essa ferramenta, conhecida como *scrambling*, preserva as particularidades da amostragem no tempo e a variância da curva de luz. O procedimento é repetido até que uma fração de 95% dos pontos tenha sido embaralhada. Após esse processo, é calculado o periodograma para cada novo conjunto embaralhado. A Figura 5.9 mostra, em cinza, os valores correspondentes aos picos máximos dos espectros de potência de 1000 conjuntos gerados pelo *scrambling*, e em vermelho o espectro de potência dos dados originais.

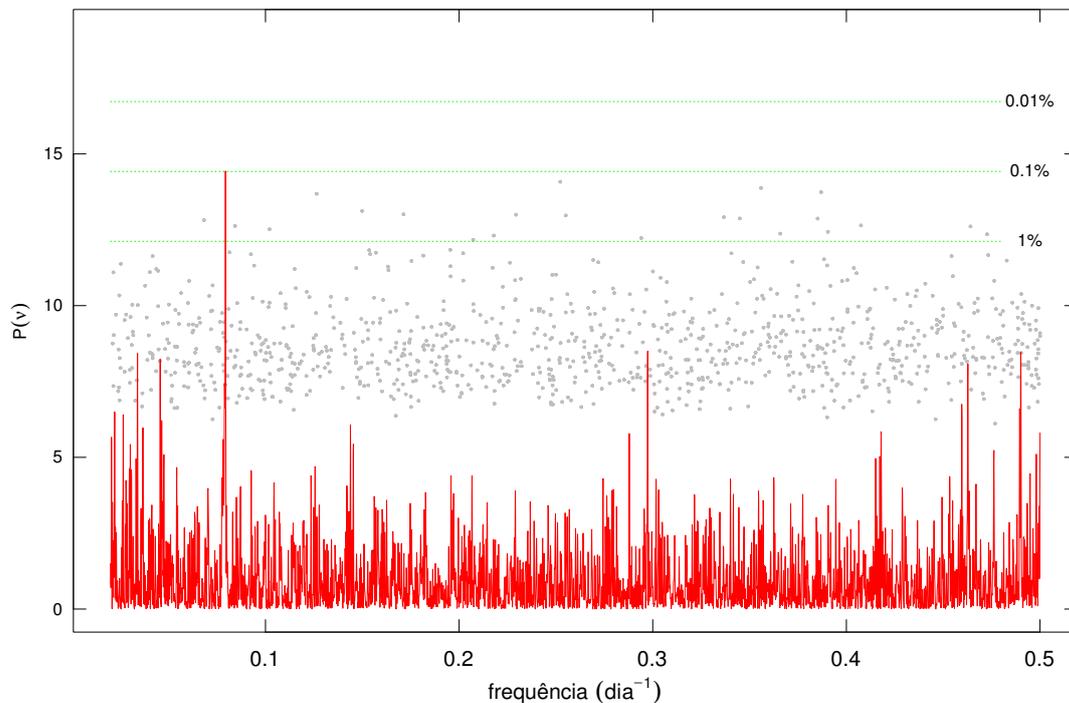


Figura 5.9 - *Scrambling*: Embaralhamento de pares de pontos da curva de luz que mantém os instantes originais. Os pontos em cinza representam os máximos dos espectros de potência resultantes de 1000 novos conjuntos gerados pelo procedimento. A curva em vermelho mostra o espectro de potência para os dados originais. As linhas em verde representam os níveis de falso alarme conforme Scargle (1982).

Pode ser visto que para nenhuma das 1000 configurações embaralhadas o valor máximo do espectro de potência superou o valor observado nos dados reais. Além disso, a ausência de uma concentração de máximos próximo ao pico dos dados originais reduz a chance desse ser proveniente de ruído ou de falhas da amostragem. A Figura 5.10 apresenta novamente o espectro de potência, dessa vez com uma ampliação na região do pico e com eixo horizontal em unidades de período.

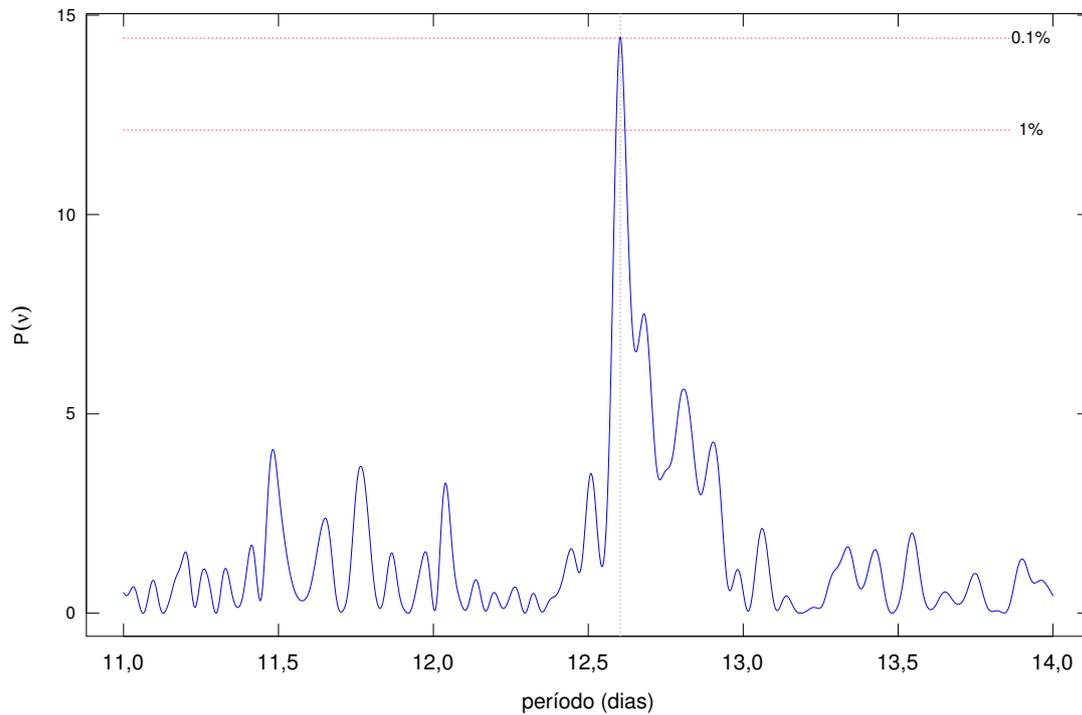


Figura 5.10 - Periodograma de Lomb-Scargle, plotado em função do período, para a região próxima ao pico de $\sim 12,61$ dias. Níveis de falso alarme indicados em vermelho.

O valor final a ser considerado para a modulação periódica presente nos dados é de $12,61^{+0,15}_{-0,03}$ dias, com as incertezas calculadas pela meia largura à meia altura. A Figura 5.11 mostra o diagrama de fase para esse período, com as fases referenciadas para uma efeméride de $T_{\max} = \text{MJD } 53424,5 \pm 12,61$ ciclos.

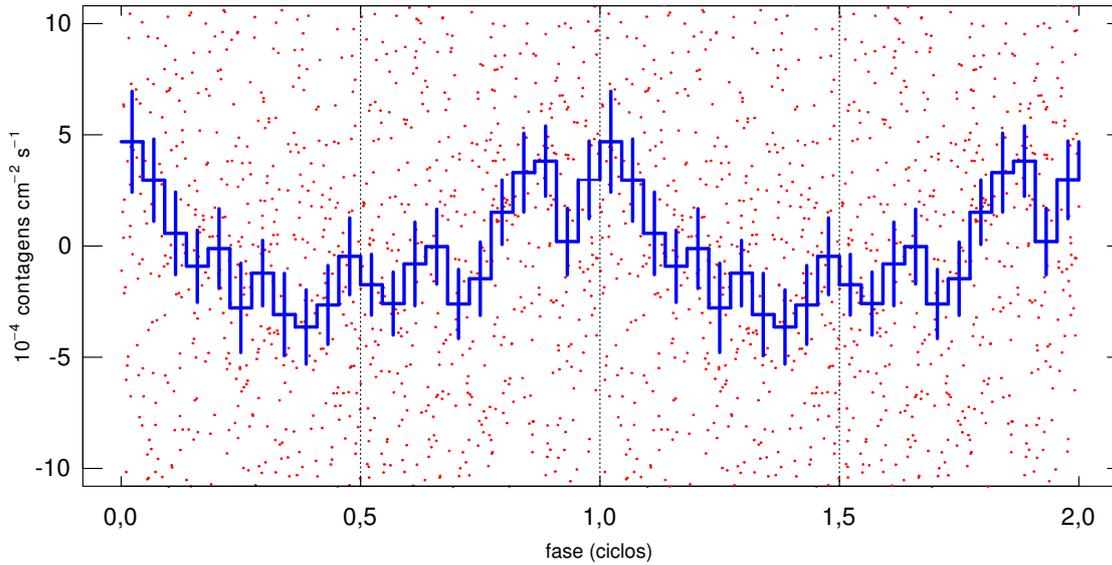


Figura 5.11 - Diagrama de Fase para $P = 12,61$ dias.

5.4 Discussões

5.4.1 Período Superorbital

A modulação de $171,1 \pm 2,5$ dias presente em ambas as amostras de dados nunca foi reportada antes. Em sistemas binários de raios X, modulações com esses longos períodos são geralmente explicadas pela precessão da estrela companheira ou do disco de acreção, causando um obscurecimento parcial periódico da região emissora de raios X (ver, e.g., ROBERTS, 1974 e MERRITT; PETTERSON, 1980). Se for esse o caso, é esperado que o período não permaneça constante ao longo de uma década, especialmente se houver acreção via vento estelar (BROCKSOPP et al., 1999). Essa variação explicaria a presença das demais modulações de baixa frequência nos espectros de potência, uma vez que as amostras cobrem aproximadamente 10 anos. Uma oscilação similar foi constatada em Cygnus X-1: Priedhorsky et al. (1983) reportaram uma modulação em raios X de 294 ± 4 dias, valor na época atribuído ao período de precessão do disco. Pouco mais de uma década depois, em estudo da variabilidade de Cygnus X-1 em múltiplos comprimentos de onda (rádio, óptico, raios X moles e duros), Brocksopp et al. (1999) encontraram uma modulação de 142 ± 7 dias e nenhuma evidência do período anteriormente reportado.

5.4.2 Período Orbital

O valor de $12,61_{-0,03}^{+0,15}$ dias identificado é compatível, dentro das margens de erro, com a modulação de $12,73 \pm 0,05$ dias reportada por [Smith et al. \(2002\)](#). Dessa maneira, acredita-se que o resultado desse trabalho confirme a presença dessa assinatura periódica no comportamento de 1E 1740.7-2942, sendo necessárias investigações posteriores para comprová-la como o período orbital do sistema.

Para um sistema binário de raios X com buraco negro, a classificação como binária de baixa ou de alta massa é baseada no tipo espectral da estrela companheira, o que exigiria identificações no óptico ou no infravermelho. Na ausência de confirmações da contrapartida, que é o caso de 1E 1740.7-2942, a classificação pode ser inferida baseada na similaridade de propriedades em raios X com outros sistemas já identificados ([WHITE et al., 1995](#)). A Tabela 5.2 apresenta o período orbital e o tipo de estrela companheira de todos os sistemas binários de raios X com buraco negro de alta massa confirmados (primeira coluna), e de alguns sistemas binários de raios X de baixa massa (segunda coluna).

Tabela 5.2 - Sistemas binários de raios X com buracos negros

Binárias de Alta Massa (HMXB)			Binárias de Baixa Massa ⁷ (LMXB)		
Fonte	Período Orb. (dias)	Sec. ^a	Fonte	Período Orb. (dias)	Sec. ^a
IC 10 X-1 ¹	1,45	WR	Maxi J1659-152	0,10	- ^b
LMC X-3 ²	1,7	B3 V	KV Uma	0,17	K-M V
LMC X-1 ³	4,22	SG	V518 Per	0,21	M4.5 V
Cyg X-1 ⁴	5,6	SG	N ^o Mon 75	0,32	K-M V
SS433 ⁵	13,1	A3-7 I	N ^o Vul 88	0,35	K5 V
LS I +61 303 ⁶	26,45	Be	N ^o Mus 91	0,43	K5 V
			V381 Nor	1,54	K3 III
			GX 339-4	1,75	K5 V
			V 1033 Sco	2,62	F6 IV
			V 404 Cyg	6,47	G-K III-V
			GRS 1915+105	33,8	K-M III

^aWR - estrela Wolf-Rayet, SG - Supergigante (tipo espectral O9,7 ou *earlier*), Be - estrela tipo Be. ^bNão confirmado.

Referências: ¹[Prestwich et al. \(2007\)](#), ²[Cowley et al. \(1983\)](#), ³[Hutchings et al. \(1983\)](#), ⁴[Webster e Murdin \(1972\)](#), ⁵[Cherepashchuk et al. \(2013\)](#), ⁶[Taylor e Gregory \(1982\)](#), ⁷[Corral-Santana et al. \(2016\)](#).

A discrepância entre a quantidade de sistemas de alta e de baixa massa apresentada ocorre porque há um número consideravelmente maior de sistemas binários de baixa massa com buraco negro confirmados. Embora alguns desses sistemas estejam ausentes (há cerca de 25 objetos confirmados no total), os dois sistemas com os maiores períodos orbitais conhecidos são mostrados (V 404 Cyg e GRS 1915+105). Se esses dois *outliers* forem excluídos da amostra, a média com o desvio padrão dos valores de período para as binárias de baixa massa é $0,8 \pm 0,9$ dias. Para os sistemas de alta massa apresentados – mesmo sem excluir os dois que contém os menores períodos –, a média e desvio seria $8,8 \pm 9,65$ dias. Dessa maneira, se for avaliado que a modulação de $\sim 12,61$ dias corresponde ao período orbital de 1E 1740.7-2942, uma binária de alta massa classificaria melhor o comportamento temporal do sistema – uma vez que esse valor de período está muito distante ($\sim 13\sigma$) da média dos valores observados em sistemas de baixa massa. Outra informação interessante é que, observacionalmente, todos os objetos de baixa massa conhecidos são classificados como fontes transientes, enquanto os sistemas de alta massa são fontes persistentes. Assim, novamente, um sistema de alta massa representaria melhor também o comportamento observacional de 1E 1740.7-2942, que é classificada como uma fonte de raios X persistente.

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Nessa dissertação de mestrado foram apresentados dois estudos referentes a duas relevantes áreas da astrofísica de altas energias: a experimental/instrumental e a observacional. A primeira parte baseou-se na realização de testes em laboratório com um sistema de detecção capaz de obter imagens em raios X duros. Esse sistema – que consiste essencialmente de uma configuração 3×3 de detectores de CdZnTe e uma máscara codificada – é, na verdade, uma versão reduzida do sistema de detecção do experimento protoMIRAX, que contará com uma configuração 13×13 e voará a bordo de um balão estratosférico. A segunda parte, observacional, consistiu de uma análise temporal com dados dos satélites INTEGRAL e *Swift* de um sistema binário de raios X em que o objeto compacto é um candidato a buraco negro e cuja natureza pouco se sabe sobre: 1E 1740.7-2942.

Na atividade experimental, a primeira etapa foi realizar uma calibração em energia dos detectores. Os resultados permitiram verificar a boa resolução espectral do composto semiconductor CdZnTe para aplicação de detecção em energias na faixa dos raios X duros, com um $\Delta E/E$ a 60 keV de $\sim 12,2\%$. Foi mostrado também que, com uma simples aplicação da técnica de *flat-field* nas contagens registradas, a relação sinal-ruído pode ser significativamente melhorada (no exemplo realizado, por um fator de 1,67). Para os testes de obtenção de imagem – que tiveram como objetivo principal caracterizar a sensibilidade angular do sistema de detecção –, a maior contribuição foi a constatação de que, mesmo para uma fonte localizada entre dois *sky-bins* (fazendo com que a iluminação incidente na máscara não esteja sobre um padrão completo), a imagem reconstruída pode fornecer a sua localização intermediária exata através de uma relação entre as contagens registradas em *sky-bins* vizinhos. Esse resultado, que já havia sido verificado com simulações, expressa que as regiões distinguíveis do céu – para o método da máscara codificada – não são necessariamente limitadas pelo número de detectores (píxeis) do sistema. Esse trabalho, então, ajuda a caracterizar os detectores e a eletrônica de detecção associada, uma etapa fundamental e que, certamente, servirá de base não apenas para a finalização do experimento, como também para futuras missões, como por exemplo o MIRAX, que pretende-se lançar a bordo de um satélite.

Com uma previsão de lançamentos para até 2 anos a partir de agora, a continuidade desse trabalho consistirá em testar e calibrar cada um dos 169 (13×13) detectores que de fato voarão a bordo do experimento protoMIRAX, e colaborar com toda a montagem final (detectores, máscara, colimadores, sistema eletrônico, sistema de

aquisição de dados, etc). Além disso, o estudo da sensibilidade angular (com dados reais e simulados) continuará, com o propósito de estabelecer uma relação empírica que especifique a exata localização da fonte – ocupando ou não a região central de um *sky-bin* – em função das contagens por *bin* fornecidas na imagem reconstruída.

No estudo observacional, o objetivo foi realizar uma busca por assinaturas periódicas em 10 anos de dados das missões INTEGRAL e *Swift* do objeto candidato a buraco negro 1E 1740.7-2942. Foram encontradas duas modulações periódicas pertinentes: $171,1 \pm 2,5$ dias e $12,61_{-0,03}^{+0,15}$ dias. A modulação de longo período nunca foi mencionada para esse sistema. Em binárias de raios X, modulações dessa duração são geralmente atribuídas à precessão da contrapartida ou do disco de acreção, que causa um obscurecimento parcial periódico da região emissora de raios X. A modulação de $12,61_{-0,03}^{+0,15}$ dias encontrada concorda, dentro das incertezas, com uma modulação de $12,73 \pm 0,05$ dias reportada por Smith et al. (2002) em um estudo com aproximadamente 5 anos de observações da missão *RXTE*. Dessa maneira, uma grande importância do resultado apresentado nesse trabalho é que confirma, mais de uma década depois e com dados de telescópios espectral e angularmente superiores aos do *RXTE*, a modulação sugerida por Smith et al. (2002). Atribuindo a modulação de $\sim 12,6$ dias ao período orbital do sistema e comparando com períodos orbitais de binárias de raios X com buraco negro conhecidos, um sistema binário de alta massa corresponderia melhor ao comportamento temporal de 1E 1740.7-2942. Além disso, o comportamento observacional também seria melhor representado por um sistema de alta massa, uma vez que 1E 1740.7-2942 é uma fonte persistente em raios X – que é uma característica desses sistemas.

Pretende-se, com a experiência adquirida nesse trabalho referente ao uso de ferramentas para estudo temporal, analisar dados públicos (provenientes de telescópios de longa monitoração) de outros sistemas binários de raios X cujos comportamentos periódicos são ainda pouco conhecidos.

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. 27

AGOSTINELLI, S.; ALLISON, J.; AMAKO, K.; APOSTOLAKIS, J.; ARAUJO, H.; ARCE, P.; ASAI, M.; AXEN, D.; BANERJEE, S.; BARRAND, G.; BEHNER, F.; BELLAGAMBA, L.; BOUDREAU, J.; BROGLIA, L.; BRUNENGO, A.; BURKHARDT, H.; CHAUVIE, S.; CHUMA, J.; CHYTRACEK, R.; COOPERMAN, G.; COSMO, G.; DEGTYARENKO, P.; DELL'ACQUA, A.; DEPAOLA, G.; DIETRICH, D.; ENAMI, R.; FELICIELLO, A.; FERGUSON, C.; FESEFELDT, H.; FOLGER, G.; FOPPIANO, F.; FORTI, A.; GARELLI, S.; GIANI, S.; GIANNITRAPANI, R.; GIBIN, D.; CADENAS, J. J. G.; GONZÁLEZ, I.; ABRIL, G. G.; GREENIAUS, G.; GREINER, W.; GRICHINE, V.; GROSSHEIM, A.; GUATELLI, S.; GUMPLINGER, P.; HAMATSU, R.; HASHIMOTO, K.; HASUI, H.; HEIKKINEN, A.; HOWARD, A.; IVANCHENKO, V.; JOHNSON, A.; JONES, F. W.; KALLENBACH, J.; KANAYA, N.; KAWABATA, M.; KAWABATA, Y.; KAWAGUTI, M.; KELNER, S.; KENT, P.; KIMURA, A.; KODAMA, T.; KOKOULIN, R.; KOSSOV, M.; KURASHIGE, H.; LAMANNA, E.; LAMPÉN, T.; LARA, V.; LEFEBURE, V.; LEI, F.; LIENDL, M.; LOCKMAN, W.; LONGO, F.; MAGNI, S.; MAIRE, M.; MEDERNACH, E.; MINAMIMOTO, K.; FREITAS, P. Mora de; MORITA, Y.; MURAKAMI, K.; NAGAMATU, M.; NARTALLO, R.; NIEMINEN, P.; NISHIMURA, T.; OHTSUBO, K.; OKAMURA, M.; O'NEALE, S.; OOHATA, Y.; PAECH, K.; PERL, J.; PFEIFFER, A.; PIA, M. G.; RANJARD, F.; RYBIN, A.; SADILOV, S.; SALVO, E. D.; SANTIN, G.; SASAKI, T.; SAVVAS, N.; SAWADA, Y.; SCHERER, S.; SEI, S.; SIROTENKO, V.; SMITH, D.; STARKOV, N.; STOECKER, H.; SULKIMO, J.; TAKAHATA, M.; TANAKA, S.; TCHERNIAEV, E.; TEHRANI, E. S.; TROPEANO, M.; TRUSCOTT, P.; UNO, H.; URBAN, L.; URBAN, P.; VERDERI, M.; WALKDEN, A.; WANDER, W.; WEBER, H.; WELLISCH, J. P.; WENAUS, T.; WILLIAMS, D. C.; WRIGHT, D.; YAMADA, T.; YOSHIDA, H.; ZSCHIESCHE, D.; COLLABORATION, G. E. GEANT4 – a simulation toolkit. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, v. 506, p. 250–303, jul. 2003. 46

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. 52

BARRE, H.; NYE, H.; JANIN, G. An overview of the XMM observatory system. **ESA Bulletin**, v. 100, p. 15–20, dez. 1999. 3

BARTHELMY, S. D.; BARBIER, L. M.; CUMMINGS, J. R.; FENIMORE, E. E.; GEHRELS, N.; HULLINGER, D.; KRIMM, H. A.; MARKWARDT, C. B.; PALMER, D. M.; PARSONS, A.; SATO, G.; SUZUKI, M.; TAKAHASHI, T.; TASHIRO, M.; TUELLER, J. The Burst Alert Telescope (BAT) on the SWIFT Midex Mission. **Space Science Reviews**, v. 120, p. 143–164, out. 2005. 53

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 fevereiro 2016. 25

BOLOTNIKOV, A. E.; CAMARDA, G. S.; CUI, Y.; GERONIMO, G. D.; FRIED, J.; GUL, R.; HOSSAIN, A.; KIM, K.; YANG, G.; VERNON, E.; JAMES, R. B. Rejecting incomplete charge-collection events in CdZnTe and other semiconductor detectors. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, v. 664, p. 317–323, fev. 2012. 35

BOMBACI, I. The maximum mass of a neutron star. **Astronomy & Astrophysics**, v. 305, p. 871, jan. 1996. 17

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. **Astrophysical Journal Letters**, v. 383, p. L45–L48, dez. 1991. 51

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. 6, 21

BRAGA, J.; D'AMICO, F.; AVILA, M. A. C.; PENACCHIONI, A. V.; SACAHUI, 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. 6, 21, 22, 23, 27, 30, 35

BRAGA, J.; D'AMICO, F.; VILLELA, T.; MEJIA, J.; FONSECA, R. A.; RINKE, E. Development of the imaging system of the balloon-borne gamma-ray telescope

Máscara Codificada (MASCO). **Review of Scientific Instruments**, v. 73, jun. 2002. 38

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. 6, 21

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. 27, 29

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. 51

BROCKSOPP, C.; FENDER, R. P.; LARIONOV, V.; LYUTY, V. M.; TARASOV, A. E.; POOLEY, G. G.; PACIESAS, W. S.; ROCHE, P. Orbital, precessional and flaring variability of Cygnus X-1. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 309, p. 1063–1073, nov. 1999. 66

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. 28

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. 6, 21, 40

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, set. 2014. 22, 54

CASTRO, M.; D'AMICO, F.; JABLONSKI, F.; BRAGA, J. Flux and spectral variations of 1E 1740.7–2942 over the years 2003–2012. **ArXiv e-prints**, jan. 2015. 52, 53

CHARLES, P. A.; SEWARD, F. **Exploring the x-ray universe**. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 1, 16

- 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. **Astrophysical Journal**, v. 426, p. 586–598, maio 1994. 52
- CHEREPASHCHUK, A. M.; SUNYAEV, R. A.; MOLKOV, S. V.; ANTOKHINA, E. A.; POSTNOV, K. A.; BOGOMAZOV, A. I. INTEGRAL observations of SS433: system's parameters and nutation of supercritical accretion disc. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 436, p. 2004–2013, dez. 2013. 67
- 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. 32
- CLEVELAND, W. S. Robust locally weighted regression and smoothing scatterplots. **Journal of the American Statistical Association**, [American Statistical Association, Taylor & Francis, Ltd.], v. 74, n. 368, p. 829–836, 1979. ISSN 01621459. Disponível em: <<http://www.jstor.org/stable/2286407>>. 63
- CORRAL-SANTANA, J. M.; CASARES, J.; MUÑOZ-DARIAS, T.; BAUER, F. E.; MARTÍNEZ-PAIS, I. G.; RUSSELL, D. M. BlackCAT: A catalogue of stellar-mass black holes in X-ray transients. **Astronomy & Astrophysics**, v. 587, p. A61, mar. 2016. 67
- COWLEY, A. P.; CRAMPTON, D.; HUTCHINGS, J. B.; REMILLARD, R.; PENFOLD, J. E. Discovery of a massive unseen star in LMC X-3. **Astrophysical Journal**, v. 272, p. 118–122, set. 1983. 67
- DAY, C. S. R.; STEVENS, I. R. An X-ray excited wind in Centaurus X-3. **Astrophysical Journal**, v. 403, p. 322–331, jan. 1993. 14
- DICKE, R. H. Scatter-Hole Cameras for X-Rays and Gamma Rays. **Astrophysical Journal Letters**, v. 153, p. L101, ago. 1968. 4, 27
- DONE, C.; GIERLINSKI, M.; KUBOTA, A. Modelling the behaviour of accretion flows in X-ray binaries. Everything you always wanted to know about accretion but were afraid to ask. **Astronomy and Astrophysics Review**, v. 15, p. 1–66, dez. 2007. 19
- EV PRODUCTS. **Semiconductor Detector Material Properties**. Saxonburg, Pennsylvania, 2013. Disponível em: <<http://www.evproducts.com/czt.html>>. Acesso em: 16 fevereiro 2016. 25

FENIMORE, E. E.; CANNON, T. M. Coded aperture imaging with uniformly redundant arrays. **Applied Optics**, v. 17, p. 337–347, fev. 1978. 27

FORMAN, W.; JONES, C.; COMINSKY, L.; JULIEN, P.; MURRAY, S.; PETERS, G.; TANANBAUM, H.; GIACCONI, R. The fourth Uhuru catalog of X-ray sources. **Astrophysical Journal, Suppl. Ser.**, v. 38, p. 357–412, dez. 1978. 2

FRANK, J.; KING, A.; RAINE, D. **Accretion power in astrophysics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1992. 9, 10, 11, 14, 15, 16

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. 52

GEHRELS, N.; CHINCARINI, G.; GIOMMI, P.; MASON, K. O.; NOUSEK, J. A.; WELLS, A. A.; WHITE, N. E.; BARTHELMI, 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.; MATTSON, 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. **Astrophysical Journal**, v. 611, p. 1005–1020, ago. 2004. 5, 26

GIACCONI, R.; BECHTOLD, J.; BRANDUARDI, G.; FORMAN, W.; HENRY, J. P.; JONES, C.; KELLOGG, E.; LAAN, H. van der; LILLER, W.; MARSHALL, H.; MURRAY, S. S.; PYE, J.; SCHREIER, E.; SARGENT, W. L. W.; SEWARD, F.; TANANBAUM, H. A high-sensitivity X-ray survey using the Einstein Observatory and the discrete source contribution to the extragalactic X-ray background. **Astrophysical Journal Letters**, v. 234, p. L1–L7, nov. 1979. 3

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. **Astrophysical Journal Letters**, v. 165, p. L27, abr. 1971. 1

GIERLINSKI, M.; ZDZIARSKI, A. A.; DONE, C.; JOHNSON, W. N.; EBISAWA, K.; UEDA, Y.; HAARDT, F.; PHILIPS, B. F. Simultaneous X-ray and gamma-ray observations of CYG X-1 in the hard state by GINGA and OSSE. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 288, p. 958–964, jul. 1997. 18

GOTTESMAN, S. R.; FENIMORE, E. E. New family of binary arrays for coded aperture imaging. **Applied Optics**, v. 28, p. 4344–4352, out. 1989. 4, 27, 28, 38

GRIMM, H.-J.; GILFANOV, M.; SUNYAEV, R. The Milky Way in X-rays for an outside observer. Log(N)-Log(S) and luminosity function of X-ray binaries from RXTE/ASM data. **Astronomy & Astrophysics**, v. 391, p. 923–944, set. 2002. 13

HADRAVA, P.; CECHURA, J. Really focused stellar winds in X-ray binaries. **Astronomy & Astrophysics**, v. 542, p. A42, jun. 2012. 14

HAILEY, C. J.; AN, H.; BLAEDEL, K. L.; BREJNHOLT, N. F.; CHRISTENSEN, F. E.; CRAIG, W. W.; DECKER, T. A.; DOLL, M.; GUM, J.; KOGLIN, J. E.; JENSEN, C. P.; HALE, L.; MORI, K.; PIVOVAROFF, M. J.; SHARPE, M.; STERN, M.; TAJIRI, G.; ZHANG, W. W. The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR): optics overview and current status. In: **Space telescopes and instrumentation 2010: ultraviolet to gamma ray**. [S.l.: s.n.], 2010. (Proc. SPIE, v. 7732), p. 77320T. 26

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.; GREFENSTETTE, 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. **Astrophysical Journal**, v. 770, p. 103, jun. 2013. 3

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. 10

HERTZ, P.; GRINDLAY, J. E. The Einstein galactic plane survey - Statistical analysis of the complete X-ray sample. **Astrophysical Journal**, v. 278, p. 137–149, mar. 1984. 51

HORNE, J. H.; BALIUNAS, S. L. A prescription for period analysis of unevenly sampled time series. **Astrophysical Journal**, v. 302, p. 757–763, mar. 1986. 57

HUTCHINGS, J. B.; CRAMPTON, D.; COWLEY, A. P. A spectrographic orbit for LMC X-1 - Another massive X-ray source? **Astrophysical Journal Letters**, v. 275, p. L43–L47, dez. 1983. 67

KALAMKAR, M.; REYNOLDS, M. T.; KLIS, M. van der; ALTAMIRANO, D.; MILLER, J. M. Are Spectral and Timing Correlations Similar in Different Spectral States in Black Hole X-Ray Binaries? **Astrophysical Journal**, v. 802, p. 23, mar. 2015. 19

KITCHIN, C. R. **Astrophysical techniques**. [S.l.]: IOP Publishing Ltd 2003, 1991. 3

KNOLL, G. F. **Radiation detection and measurement**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1989. 5, 24

KYLAFIS, N. D. Spectral and temporal variability in low-mass X-ray binaries. In: SHAPIRO, M. M.; SILBERBERG, R.; WEFEL, J. P. (Ed.). **NATO advanced science institutes (ASI) series C**. [S.l.: s.n.], 1995. (NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, v. 458), p. 45–54. 12, 13

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. 5, 26

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. **Astrophysical Journal Letters**, v. 469, p. L33, set. 1996. 5

LOMB, N. R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. **Astrophysics and Space Science**, v. 39, p. 447–462, fev. 1976. 56

LONGAIR, M. S. **High energy astrophysics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2011. 11

LUQUE-ESCAMILLA, P. L.; MARTÍ, J.; MARTÍNEZ-AROZA, J. The precessing jets of 1E 1740.7-2942. **Astronomy & Astrophysics**, v. 584, p. A122, dez. 2015. 52

MARKOFF, S.; FALCKE, H.; FENDER, R. A jet model for the broadband spectrum of XTE J1118+480. Synchrotron emission from radio to X-rays in the Low/Hard spectral state. **Astronomy & Astrophysics**, v. 372, p. L25–L28, jun. 2001. 19

MARTÍ, J.; LUQUE-ESCAMILLA, P. L.; SÁNCHEZ-SUTIL, J. R.; MUÑOZ-ARJONILLA, A. J.; SÁNCHEZ-AYASO, E.; COMBI, J. A.; GARCÍA-HERNÁNDEZ, M. T. An Apparently Extended Infrared Counterpart to 1E 1740.7-2942. **Astrophysical Journal Letters**, v. 721, p. L126–L128, out. 2010. 52

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. 52

MEREGHETTI, S.; CARAVEO, P.; BIGNAMI, G. F.; BELLONI, T. Optical imaging of the fields of the two hard X-ray sources in the galactic center region - 1E 1740.7-2942 and GRS 1758-258. **Astronomy & Astrophysics**, v. 259, p. 205–208, jun. 1992. 22

- MERRITT, D.; PETERSON, J. A. Precessing twisted accretion disks, with an application to Hercules X-1. **Astrophysical Journal**, v. 236, p. 255–262, fev. 1980. 66
- 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. 51
- MULLINS, L. D.; STONE, R. L.; EVANS, S. W. Mission Planning for the CHANDRA X-Ray Observatory. **NASA STI/Recon Technical Report N**, v. 99, jan. 1999. 3
- NASA, G. S. F. C. **X-ray Telescopes**. 2013. Disponível em: <http://imagine.gsfc.nasa.gov/science/toolbox/xray_telescopes1.html>. Acesso em: 29 fevereiro 2016. 3, 4
- NUCLEAR SECURITY & SAFEGUARDS EDUCATION. **Semiconductor Detectors**. 2009. Disponível em: <<http://nsspi.tamu.edu/nssep/courses/basic-radiation-detection/semiconductor-detectors>>. Acesso em: 01 março 2016. 6, 24
- 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. 40
- 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. In: **American institute of physics conference series**. [S.l.: s.n.], 1991. (American Institute of Physics Conference Series, v. 265), p. 395–398. 5
- PEREIRA, M. G.; BRAGA, J.; JABLONSKI, F. The Orbital Period of the Accreting Pulsar GX 1+4. **Astrophysical Journal Letters**, v. 526, p. L105–L109, dez. 1999. 22
- PODSIADLOWSKI, P.; RAPPAPORT, S.; HAN, Z. On the formation and evolution of black hole binaries. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 341, p. 385–404, maio 2003. 14
- PRENDERGAST, K. H. The Motion of Gas Streams in Close Binary Systems. **Astrophysical Journal**, v. 132, p. 162, jul. 1960. 16

PRESS, W. H.; RYBICKI, G. B. Fast algorithm for spectral analysis of unevenly sampled data. **Astrophysical Journal**, v. 338, p. 277–280, mar. 1989. 57

PRESS, W. H.; TEUKOLSKY, S. A. Search Algorithm For Weak Periodic Signals In Unevenly Spaced Data. **Computers in Physics**, v. 2, p. 77, set. 1988. 56

PRESTWICH, A. H.; KILGARD, R.; CROWTHER, P. A.; CARPANO, S.; POLLOCK, A. M. T.; ZEAS, A.; SAAR, S. H.; ROBERTS, T. P.; WARD, M. J. The Orbital Period of the Wolf-Rayet Binary IC 10 X-1: Dynamic Evidence that the Compact Object Is a Black Hole. **Astrophysical Journal Letters**, v. 669, p. L21–L24, nov. 2007. 67

PRIEDHORSKY, W. C.; TERRELL, J.; HOLT, S. S. Evidence for an about 300 day period in Cygnus X-1. **Astrophysical Journal**, v. 270, p. 233–238, jul. 1983. 66

PROKESCH, M. **CdZnTe for gamma and x-Ray applications**. [S.l.]: CRC Press, 2015. 26

PSALTIS, D. **Accreting neutron stars and black holes: a decade of discoveries**. [S.l.: s.n.], 2004. 53

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. 17, 18, 52, 54

ROBERTS, W. J. A slaved disk model for Hercules X-1. **Astrophysical Journal**, v. 187, p. 575–584, fev. 1974. 66

RODRIGUES, B. H. G.; GRINDLAY, J. E.; ALLEN, B.; HONG, J.; BARTHELMY, S.; BRAGA, J.; D'AMICO, F.; ROTHSCHILD, R. E. The high resolution X-ray imaging detector planes for the MIRAX mission. **Journal of Instrumentation**, v. 8, p. P09010, set. 2013. 21

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. 52

SAVONIJE, J. Evolution and mass transfer in X-ray binaries. In: Lewin, W. H. G.; van den Heuvel, E. P. J. (Ed.). **Accretion-driven stellar x-ray sources**. [S.l.: s.n.], 1983. p. 343–366. 13

SCARGLE, J. D. Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. **Astrophysical Journal**, v. 263, p. 835–853, dez. 1982. 56, 57, 60, 64

SHAKURA, N. I.; SUNYAEV, R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance. **Astronomy & Astrophysics**, v. 24, p. 337–355, 1973. 16, 19

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. 51

SMITH, D. M.; HEINDL, W. A.; SWANK, J. H. Orbital and Superorbital Periods of 1E 1740.7-2942 and GRS 1758-258. **Astrophysical Journal Letters**, v. 578, p. L129–L132, out. 2002. ix, xi, 52, 67, 70

SMITH, R. C. **Observational astrophysics**. [S.l.: s.n.], 1995. 467 p. 2

STRAIN, J. E.; LEDDICOTTE, G. **The preparation, properties, and uses of Americium-241, alpha-, gamma-, and neutron sources**. [S.l.]: OAK Ridge National Laboratory, 1962. 32

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. 51

TAKAHASHI, T.; WATANABE, S. Recent progress in CdTe and CdZnTe detectors. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 48, p. 950–959, ago. 2001. 25

TAURIS, T. M.; HEUVEL, E. P. J. van den. Formation and evolution of compact stellar X-ray sources. In: _____. **Compact stellar X-ray sources**. [S.l.: s.n.], 2006. p. 623–665. 12, 13

TAYLOR, A. R.; GREGORY, P. C. Periodic radio emission from LS I +61 deg 303. **Astrophysical Journal**, v. 255, p. 210–216, abr. 1982. 67

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

UBERTINI, P.; LEBRUN, F.; COCCO, G. D.; BAZZANO, A.; BIRD, A. J.; BROENSTAD, K.; GOLDWURM, A.; ROSA, G. L.; LABANTI, C.; LAURENT, P.; MIRABEL, I. F.; QUADRINI, E. M.; RAMSEY, B.; REGLERO, V.; SABAU, L.; SACCO, B.; STAUBERT, R.; VIGROUX, L.; WEISSKOPF, M. C.; ZDZIARSKI, A. A. IBIS: The Imager on-board INTEGRAL. **Astronomy & Astrophysics**, v. 411, p. L131–L139, nov. 2003. 53

WEBSTER, B. L.; MURDIN, P. Cygnus X-1-a Spectroscopic Binary with a Heavy Companion ? **Nature**, v. 235, p. 37–38, jan. 1972. 67

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. In: **Bulletin of the American Astronomical Society.** [S.l.: s.n.], 1977. (Bulletin of the American Astronomical Society, v. 9), p. 610. 5

WHITE, N. E.; NAGASE, F.; PARMAR, A. N. The properties of X-ray binaries. **X-ray Binaries**, p. 1–57, 1995. 67

WHITE, N. E.; SWANK, J. H.; HOLT, S. S. Accretion powered X-ray pulsars. **Astrophysical Journal**, v. 270, p. 711–734, jul. 1983. 13

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. 18