



MINISTÉRIO DA  
CIÊNCIA, TECNOLOGIA  
E INOVAÇÃO



CARACTERIZAÇÃO DA VARIÁVEL CATACLÍSMICA AE AQUARII VIA  
RAIOS X

Romualdo Eleutério da Silva Júnior

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Astronomia do Observatório Nacional/MCTI, como parte dos requisitos necessários à obtenção do Grau de Mestre em Astronomia.

Orientador: Raimundo Lopes de Oliveira Filho

Rio de Janeiro  
Julho de 2023

CARACTERIZAÇÃO DA VARIÁVEL CATACLÍSMICA AE AQUARIII VIA  
RAIOS X

Romualdo Eleutério da Silva Júnior

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM  
ASTRONOMIA DO OBSERVATÓRIO NACIONAL/MCTI COMO PARTE DOS  
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE  
EM ASTRONOMIA.

Aprovada por:

---

Dr. Raimundo Lopes de Oliveira Filho – ON (Orientador)

---

Dr. Raymundo Baptista – UFSC

---

Dr. Gerardo Juan Manuel – Conicet/Argentina

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL  
JULHO DE 2023

da Silva Júnior, Romualdo Eleutério

Caracterização da Variável Cataclísmica AE Aquarii via Raios X/Romualdo Eleutério da Silva Júnior. – Rio de Janeiro: ON/MCTI, 2023.

XXI, 144 p.: il.; 29,7cm.

Orientador: Raimundo Lopes de Oliveira Filho

Dissertação (mestrado) – ON/MCTI/Programa de Pós-graduação em Astronomia , 2023.

Referências Bibliográficas: p. 139 – 144.

1. . 2. . 3. . 4. . 5. . 6. . I. , . II.  
Observatório Nacional/MCTI, Programa de Pós-graduação  
em Astronomia . III. Título.

*“Viver a divina comédia humana onde nada é eterno.”*  
*(Belchior)*

# Agradecimentos

Olhando do ponto de vista de um observador externo que acompanhou minha jornada até aqui, é que expresso minhas sinceras palavras de gratidão àqueles que de alguma forma me apoiaram durante essa jornada. Certamente, o número dessas pessoas é maior do que o espaço que tenho aqui e, por isso, peço desculpas àqueles que não foram citados.

Primeiramente, gostaria de prestar meus agradecimentos ao meu orientador, Dr. Raimundo Lopes de Oliveira, por acreditar em mim, por estar sempre disponível para discussões, pela paciência, pelo excepcional profissionalismo e apoio durante todos os momentos de desenvolvimento deste trabalho, e pelas longas conversas nas reuniões e em momentos de descontração. Muito obrigado por tudo.

Agradeço à minha família, em especial aos meus pais Cilene Maria e Romualdo Eleutério pelo apoio incondicional, incentivo e compreensão ao longo de minha trajetória de vida. Agradeço à minha irmã Roseane pelo apoio e ao meu sobrinho Erik por ser para mim como um irmão mais novo, me aconselhando como um irmão mais velho, e por sua amizade incondicional.

Agradeço ao professor Ibson Maciel e à sua família por terem me dado apoio durante a minha graduação e por me acolherem em momentos difíceis, tornando-me um membro de sua família. Quero deixar meu agradecimento também ao professor Cícero Jaílton pelas discussões na época da graduação, por ser um excelente professor e por ter sido, junto com Ibson Maciel, responsável pela minha entrada na área em Astronomia.

Agradeço aos professores das disciplinas cursadas no Observatório Nacional, em especial ao Dr. Renato Dupke, pelas discussões e aprendizados, bem como por ter sido um dos primeiros professores a me ensinar os primeiros passos para a pesquisa formal na Astronomia.

Agradeço aos meus grandes amigos, José Wesley, Guilherme Elias, Larissa Alexandre, Allan Christopher, Adeilda Ribeiro e Damiana Teixeira, por suas sinceras amizades e por acreditarem em mim.

Quero deixar um agradecimento especial à minha querida amiga Rebeca Maria, pelo seu apoio, pelas discussões a respeito da redução de dados em raios X e, acima de tudo, pela incrível amizade.

Quero agradecer às funcionárias da secretaria da CPGA do Observatório Nacional, em especial a Giane Boldrim, pelo excelente profissionalismo e por todo o suporte prestado ao longo do meu mestrado.

Quero agradecer aos meus amigos Marçal Evangelista, Fredi Quispe, Veronica Tacuri, Naciso Holanda e Jonatan Michimani pelos momentos de descontração e discussões durante nossos intervalos para o café da tarde.

Quero agradecer ao Jornal Clube da UFS e ao Grupo de Astrofísica Estelar do Observatório Nacional por proporcionarem muitos aprendizados ao longo do meu mestrado.

Este trabalho foi desenvolvido simultaneamente no Observatório Nacional (ON) e na Universidade Federal de Sergipe (UFS). Agradeço a ambas as instituições que disponibilizaram a infraestrutura necessária para que este trabalho pudesse ser desenvolvido. Agradeço aos funcionários e professores dessas instituições, e as muitas amizades que foram construídas. Dentre estas amizades estão: Rodolpho Degen, Patrick Santos, Plicida, Ana Maria, Danilo Ferreira, Maria Eduarda, Ana Júlia, Pedro Italo, Yuri, Kelly Murta, Isis, Luis, Alexandre, Jaelson, Vinicius, Murilo, Bruno, Leo, Fernanda Medeiros e Icaro Meidem. Finalmente, agradeço à CAPES pelo apoio financeiro e à Divisão de Programas de Pós-Graduação do Observatório Nacional (DPPG).

Resumo da Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Astronomia do Observatório Nacional/MCTI como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Astronomia (M.Sc.)

## CARACTERIZAÇÃO DA VARIÁVEL CATACLÍSMICA AE AQUARII VIA RAIOS X

Romualdo Eleutério da Silva Júnior

Julho/2023

Orientador: Raimundo Lopes de Oliveira Filho

Programa: Astronomia

AE Aqr é uma Variável Cataclísmica de tipo polar intermediário enigmática. Embora a observação de pulsação em raios X evidencie a presença de uma coluna de acreção, típica em sistemas desse tipo, há indicações de que parte da acreção pode estar ocorrendo já nas regiões mais externas da magnetosfera da anã branca. Essa interpretação, tal como apontado na literatura, vem da constatação de *spin-down* da anã branca ( $\dot{P}_{rot} \sim 10^{-14} \text{ s s}^{-1}$ ) observado no óptico, de radiação não-térmica observada em rádio, de plasma emissor em raios X de baixa temperatura ( $kT \sim 5 \text{ keV}$ ) e baixa luminosidade ( $L_{x;0,3-10\text{keV}} \sim 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ ), que pode inclusive ser de densidade relativamente baixa, e da suspeita de ter uma componente não-térmica em raios X. Porém o debate sobre se tratar de um sistema no qual ocorre acreção magnetosférica persiste na literatura. Neste trabalho revisitamos observações em raios X de AE Aqr conduzidas pelos satélites NuSTAR, Swift e XMM-Newton sob a luz de duas abordagens inéditas para esse sistema, que são: (i) verificar se uma descrição de plasma em resfriamento, comum em anãs brancas acretantes, é suficiente para descrever a emissão em raios X observada, e (ii) verificar se há evidência de uma componente não-térmica e se tal componente pode ser explicada através da reflexão de raios X primários – se não na superfície de sua anã branca, em seu disco de acreção e/ou em material em sua vizinhança. Como resultado principal, observamos que emissão em raios X de AE Aqr pode ser explicada por um modelo de fluxo de resfriamento, desde que sejam considerados reflexão e forte absorção intrínseca dos fótons de raios X primários, com a adição de uma componente térmica individual. Esse

cenário implica em uma taxa de acreção de matéria sobre a anã branca equivalente a  $10^{-11}$ - $10^{-10} M_{\odot}/ano$  e indícios de que a região de choque primário da coluna de acreção seja alta, de acordo com a baixa temperatura e baixa luminosidade em raios X observada. A taxa de acreção obtida indica que o raio magnetosférico é superior ao raio de corotação, favorecendo o cenário defendido na literatura de que existem dois sítios de produção de raios X em AE Aqr: um está localizado em regiões mais externas da magnetosfera e o outro em coluna magnética, decorrente de uma parcela do material que ultrapassa a barreira magnetosférica.

Abstract of Dissertation presented to Observatório Nacional/MCTI as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

## X-RAY CHARACTERIZATION OF THE CATAclysmic VARIABLE AE AQR

Romualdo Eleutério da Silva Júnior

July/2023

Advisor: Raimundo Lopes de Oliveira Filho

Department: Astronomy

AE Aqr is an enigmatic Intermediate Polar, Cataclysmic Variable system. Although X-ray pulsations support the presence of an accretion column, as is typical in systems of such a class, some pieces of evidence suggest that part of the accretion may be also occurring in the outer regions by interaction with the white dwarf's magnetosphere. They are the white dwarf *spin-down* ( $\dot{P}_{spin} \sim 10^{-14} \text{ s s}^{-1}$ ) inferred from the optical, non-thermal radiation observed in radio, cold and low luminous X-ray emitting plasma ( $kT \sim 5 \text{ keV}$  and  $L_{x;0.3-10 \text{ keV}} \sim 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ ), which may even have relatively low density, and the suspicion of having a non-thermal X-ray component. However, the debate about the occurrence of magnetosphere accretion in the system persists in the literature. In this work, we revisited X-ray observations of AE Aqr conducted by the NuSTAR, Swift, and XMM-Newton satellites in the light of two novel approaches for this system, which are: (i) to verify the accordance of the X-ray emission with a cooling plasma description, which is common in accreting white dwarfs; and (ii) to investigate if there is evidence of a non-thermal component and if the reflection of primary X-rays can explain it – either on the white dwarf surface, its accretion disk, and/or surrounding material. We show that the X-ray emission of AE Aqr can be explained by the cooling flow, provided that the reflection and strong intrinsic absorption of primary X-ray photons are considered, along with an individual thermal component. This scenario implies an accretion rate in the system of  $10^{-11}$ - $10^{-10} M_{\odot}/\text{year}$  and indications that the shock region of the accretion column is high, according to the low X-ray temperature and luminosity. The obtained accretion rate indicates that the magnetospheric radius is greater than the corotation radius, favoring the scenario advocated in the literature that

there are two X-ray production sites in AE Aqr: one is located in outer parts of the magnetosphere and the other in a magnetic column, by the portion of the material that surpasses the magnetospheric barrier.

# Sumário

<b>Lista de Figuras</b>	<b>xiii</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>xx</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Variáveis cataclísmicas . . . . .	1
1.1.1 Potencial e geometria do lóbulo de Roche . . . . .	4
1.1.2 Transferência de massa . . . . .	7
1.1.3 Formação e acreção via disco . . . . .	10
1.1.4 Influências do campo magnético na acreção de matéria . . . . .	13
1.1.5 Variáveis cataclísmicas magnéticas: Polares e Polares Inter- mediárias (IPs) . . . . .	16
1.2 Cenários de acreção e mecanismos de produção de raios X . . . . .	18
1.2.1 Coluna de acreção . . . . .	18
1.2.2 Bremsstrahlung . . . . .	21
1.2.3 Radiação synchrotron . . . . .	22
1.2.4 Espalhamento Compton . . . . .	24
1.2.5 Absorção fotoelétrica . . . . .	24
1.3 AE Aquarii . . . . .	27
1.3.1 Estado de hélice magnética da anã branca . . . . .	28
1.3.2 Emissão em raios X . . . . .	29
1.3.3 Emissão não-térmica em AE Aqr . . . . .	35
1.3.4 Motivação científica . . . . .	38
<b>2 Observatórios de raios X e modelagem espectral com o XSPEC</b>	<b>40</b>
2.1 Satélites de raios X . . . . .	40
2.1.1 Observatório espacial XMM-Newton . . . . .	42
2.1.2 Observatório espacial NuSTAR . . . . .	45
2.1.3 Observatório espacial Swift . . . . .	46
2.2 Modelagem espectral em raios X . . . . .	48

<b>3</b>	<b>Observações e redução dos dados</b>	<b>56</b>
3.1	Observações . . . . .	56
3.2	Redução dos dados . . . . .	57
3.2.1	Redução dos dados <i>XMM-Newton</i> . . . . .	58
3.2.1.1	Redução dos dados da câmera EPIC . . . . .	58
3.2.1.2	Redução de dados dos instrumentos RGS . . . . .	62
3.2.2	Redução dos dados NuSTAR (FPMA e FPMB) . . . . .	63
3.2.3	Redução dos dados Swift (XRT) . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Análises e resultados</b>	<b>67</b>
4.1	Propriedades temporais em raios X . . . . .	67
4.1.1	Análise das curvas de luz das observações <i>XMM-Newton</i> (EPIC) . . . . .	67
4.1.2	Análise das curvas de luz NuSTAR (FPMA e FPMB) . . . . .	71
4.1.3	Análise das curvas de luz da observação Swift (XRT) . . . . .	72
4.2	Propriedades espectrais em raios X . . . . .	74
4.2.1	Análise Espectral . . . . .	74
4.2.2	Análise espectral dos espectros <i>XMM-Newton</i> (2001) . . . . .	77
4.2.3	Análise espectral dos espectros Swift+NuSTAR (2012) . . . . .	103
<b>5</b>	<b>Discussões e conclusões</b>	<b>127</b>
5.1	Comparação dos resultados <i>XMM-Newton</i> entre os estados de baixa e alta emissão de AE Aqr . . . . .	127
5.2	Comparação dos resultados derivados do <i>XMM-Newton</i> (2001) com os resultados obtidos através da análise Swift+NuSTAR (2012) . . . . .	129
5.3	Hipótese de fluxo de resfriamento e reflexão dos raios X primários . . . . .	132
5.4	Taxa de acreção de matéria e acreção magnetosférica . . . . .	133
5.5	Conclusões . . . . .	135
5.6	Perspectivas . . . . .	137
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>139</b>

# Lista de Figuras

1.1	Ilustração de diferentes VCs: “ <i>não-magnéticas</i> ” (painel superior), <i>polar intermediária</i> (meio) e <i>polares</i> (inferior). (Fonte: Cropper et al., 2002). . . . .	4
1.2	Ilustração de uma partícula “teste” de massa $m$ submetida aos potenciais gravitacionais de duas estrelas $M_1$ (primária) e $M_2$ (secundária). (Modificado de Hellier, 2001) . . . . .	5
1.3	Ilustração da geometria do Lóbulo de Roche e das superfícies equipotenciais em um sistema binário, onde estão destacados os pontos de Lagrange ( $L_n$ ). (Fonte: Frank et al., 1985). . . . .	6
1.4	Distribuição de períodos orbitais para Variáveis Cataclísmicas. (Fonte: Hellier, 2001) . . . . .	10
1.5	Esquema de formação do disco de acreção em VCs. (Fonte: Verbunt, 1982) . . . . .	11
1.6	Ilustração de uma sistema do tipo Polar. (Fonte: Cropper, 1990) . . . . .	16
1.7	Ilustração de um sistema Polar Intermediário (PI). (Fonte: NASA, 2006) . . . . .	17
1.8	Distribuição do período de rotação da primária versus o período orbital do sistema para mVCs. Os sistemas polares estão representados pelos triângulos e os quadrados representam os sistemas IPs. (Fonte: Norton et al., 2004) . . . . .	18
1.9	Esquema da coluna de acreção magnética em uma mVC, destacando as regiões de choque e aquecimento da matéria, bem como processos de produção de raios X. (Modificado de van Teeseling et al., 1994) . . . . .	19
1.10	Perfil de temperatura (linha cheia) e densidade da matéria (linha tracejada) em uma coluna de acreção segundo o modelo de Aizu (1973) à medida que se aproxima da superfície da primária. (Fonte: Mukai, 2017). . . . .	22
1.11	Trajetória de uma partícula carregada sujeita à influência de um campo magnético $\vec{B}$ . (Fonte: Longair, 1992). . . . .	23

1.12	Detecção do <i>Compton hump</i> em VCs observada através dos dados obtidos pelo observatório de raios X NuSTAR. Painel inferior mostra a razão entre os espectros observados e o espectro ajustado através de dois modelos: um modelo térmico de emissão por <i>bremsstrahlung</i> (em vermelho) e um modelo térmico modificado por uma componente de reflexão (em azul), indicando que a reflexão é responsável pelo surgimento do <i>Compton hump</i> . (Fonte: Mukai et al., 2015). . . . .	25
1.13	Modelo de hélice magnética em AE Aqr. ( Fonte: Wynn et al., 1997).	29
1.14	Período de pulso dos dados GINGA em faixas de energias de 2-9 keV, destacando um período de aproximadamente 33 s. (Fonte: Choi et al., 1999). . . . .	30
1.15	Espectros em raios X obtidos com o telescópio Ginga ajustados com um modelo térmico de duas temperaturas. (Fonte: Choi et al., 1999).	31
1.16	Espectro de raios X de AE Aqr obtido com o instrumento MOS2 do satélite XMM-Newton em faixas de energia de 0,3 a 10 keV, ajustado a partir de um modelo térmico de quatro temperaturas. (Fonte: Itoh et al., 2006). . . . .	32
1.17	Curvas de luz de AE Aqr obtidas através de observações do XMM-Newton. As curvas de luz em raios X são mostradas no quadro a) para o monitor PN e no quadro b) para o MOS1, enquanto a curva de luz em UV é apresentada no quadro c) para o monitor óptico (OM). (Choi & Dotani, 2006). . . . .	34
1.18	Curva de luz na banda de rádio obtida através de observações do VLA. (Bastian et al., 1988). . . . .	36
1.19	Periodogramas aplicado aos dados dos instrumentos Suzaku/XIS e HXD-PIN indicam a detecção das pulsações de 33 segundos na faixa de energia de 13 a 30 keV em AE Aqr. (Terada et al., 2008). . . . .	37
1.20	Espectros de raios X de AE Aqr, mostrando o espectro do Swift/XRT em verde e do NuSTAR/FPMA e FPMB em vermelho e preto, respectivamente, ajustados com um modelo térmico de duas temperaturas mais uma componente não-térmica. (Kitaguchi et al., 2014). . . . .	38
2.1	Esquema ilustrativo da técnica de ângulo de raspagem utilizada em telescópios de raios X. Créditos: NASA. . . . .	40
2.2	Área efetiva dos telescópios em raios X NuSTAR, XMM-Newton (instrumento PN), Chandra (instrumento ACIS), Suzaku (instrumento XIS) e Swift (instrumento XRT). A descrição da legenda pode ser consultada na figura (Fonte: Harrison et al., 2013). . . . .	42

2.3	Esquema ilustrando o caminho dos fótons de raios X no XMM- <i>Newton</i> . Figura reproduzida do manual XMM- <i>Newton</i> Users Handbook	43
2.4	Câmeras MOS em diferentes modos de operação. O canto superior direito mostra o modo de quadro completo. Cantos superior direito e inferior esquerdo mostram os modos de janela parcial “grande” e “pequena”, respectivamente. O canto inferior direito mostra o modo temporal. Figura reproduzida do manual XMM- <i>Newton</i> Users Handbook. . . . .	45
2.5	Ilustração do observatório NuSTAR. (Harrison et al., 2013). . . . .	46
2.6	Esquema do sistema óptico do instrumento Swift-XRT. (Burrows et al., 2005). . . . .	47
2.7	Representação esquemática da reflexão dos raios X na coluna de acreção de uma anã branca em um sistema mVC. Os raios X produzidos no topo da coluna de acreção incidem sobre a fotosfera da anã branca e são “refletidos” em direção a um observador. As linhas tracejadas indicam o caminho dos raios X refletidos. Aqui, $h_c$ representa a altura de choque, que é a distância da superfície da anã branca até a fonte dos raios X primários, e $i$ é o ângulo de inclinação da superfície refletora. (Hayashi, 2014). . . . .	53
3.1	Curvas de luz óptica de AE Aqr obtidas no banco de dados do AAVSO <a href="https://www.aavso.org/data-access">footnotehttps://www.aavso.org/data-access</a> mostrando a variação de brilho da fonte no período das observações em raios X. . . . .	57
3.2	Gráfico de distribuição espectral para eventos simples (s, em vermelho), duplos (d, azul), triplos (t, verde) e quádruplos (q, azul marinho), exibindo a fração de eventos observados e esperados para cada caso. . . . .	60
3.3	Distribuição espectral esperada sobreposta à fração de eventos observados, mostrando a redução do <i>Pile-up</i> para a câmera PN (quadro superior) e MOS (quadro inferior). . . . .	61
3.4	Regiões de extração dos fótons da fonte e fótons de fundo ( <i>background</i> ), visualizadas através do <i>ds9</i> para as câmeras PN (a), MOS1 (b) e MOS2 (c). Além disso, a câmera PN (d) mostra a fonte com o núcleo da detecção extraído de maneira a minimizar o <i>pile-up</i> . . . . .	62
3.5	Regiões de extração dos fótons da fonte+ <i>background</i> e de fótons <i>background</i> , visualizadas através do <i>ds9</i> para os módulos FPMA e FPMB. . . . .	64
3.6	Regiões de seleção de fótons da fonte e de <i>background</i> . . . . .	65

4.1	Curvas de luz construídas com <i>bins</i> de 250 s na faixa de energia de 0,3-10 keV para PN, MOS1 e 2 (em azul). As curvas de luz do <i>background</i> das respectivas câmeras são apresentadas em vermelho. . . . .	67
4.2	Curvas de luz da fonte (em azul) e do <i>background</i> (em vermelho). Nota-se uma taxa de contagens do <i>background</i> significativamente menor do que a da fonte, além de um significativo atraso de ocorrência entre os eventos. . . . .	68
4.3	Comportamento da dureza espectral em relação ao brilho total de AE Aqr durante a segunda observação XMM-Newton. . . . .	69
4.4	Taxa de dureza dos módulos PN, MOS1 e MOS2, construídas em intervalos de 250 s e 1000 s. As linhas horizontais pontilhadas representam os valores médios da razão de “dureza”, enquanto a linha vertical indica o momento em que a fonte apresenta aumento de brilho. As barras sobrepostas representam a dispersão em torno do valor médio em $1\sigma$ . . . . .	69
4.5	Razão de “dureza” do estado baixo (triângulos azuis) e estado alto (triângulos vermelhos) de AE Aqr. As linhas pontilhadas em azul e vermelho representam a média da taxa de dureza para o baixo e alto estado, respectivamente. A região sombreada representa a dispersão em $1\sigma$ em relação à média total (linha pontilhada em preto) . . . . .	70
4.6	Curvas de luz subtraídas do <i>background</i> de AE Aqr dos dados NuSTAR (módulos FPMA e B). As curvas de luz da fonte são mostradas em azul, enquanto as curvas de luz do <i>background</i> são mostradas em vermelho. . . . .	71
4.7	Curvas de luz do NuSTAR em diferentes faixas de energia e razão de “dureza” do módulo FPMA.. . . .	72
4.8	Dureza espectral em função do brilho total. A linha pontilhada em azul representa a média da taxa de dureza. A barra em cinza representa a dispersão em torno do valor médio com uma margem de erro de $1\sigma$ . . . . .	72
4.9	Curva de luz de AE Aqr (em azul) subtraída do <i>background</i> (em vermelho) dos dados do Swift (módulo XRT; ObsID-00030295037.) . . . . .	73
4.10	Curvas de luz do Swift-XRT em diferentes faixas de energia: 2-10 keV (quadro superior), 0,3-2 keV (quadro do meio) e razão de dureza (quadro inferior). . . . .	73
4.11	Curvas de Luz AE Aqr da segunda observação com o XMM-Newton (ObsID-0111180201) na faixa de energia de 0,3-10 keV EPIC e na faixa de 0,35-2,50 keV RGS, destacadas em estados de brilho baixo (em azul) e em estado de brilho alto (em vermelho), respectivamente. . . . .	76

4.12	Espectro de raios X de alta resolução de AE Aqr (ObsID-0111180201, RGS1 + RGS2), durante o estado baixo em azul, estado alto em vermelho e o espectro obtido durante toda a observação (espectro integrado em preto). . . . .	77
4.13	Espectros da EPIC PN da segunda observação (ObsID-0111180201) ajustado com os modelos $M1_v$ (verde), $M2_v$ (azul), $M3_v$ (azul claro) e $M6_v$ (vermelho). . . . .	78
4.14	Espectros integrados: PN em preto, MOS1 em vermelho, MOS2 em verde, RGS1 em azul e RGS2 em azul claro. O ajuste espectral foi realizado com o modelo $M4_v$ ( $\text{phabs} \times [\text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{gauss}]$ ). O painel inferior mostra os resíduos do ajuste em unidades de $\chi^2$ . . . . .	79
4.15	Espectros em estado baixo em azul e em estado alto em vermelho de AE Aqr a partir da câmera EPIC PN. O ajuste espectral foi realizado com o modelo $M4_v$ ( $\text{phabs} \times [\text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{gauss}]$ ). O painel inferior mostra os resíduos do ajuste em unidades de $\chi^2$ . . . . .	80
4.16	Descrição das linhas de emissão obtidas pelos espectrômetros RGS1 e RGS2, ajustadas a partir do modelo térmico $M4_v$ para os espectros integrados, de estado baixo e estado alto da fonte. . . . .	83
4.17	Valores de abundâncias obtidos para os espectros de estado baixo (triângulos azuis), estado alto (triângulos vermelhos) e integrados (quadrados em preto). Os elementos avaliados são N, O, Ne, Mg, Si, Ar, Ca e Fe. . . . .	84
4.18	Distribuição da medida de emissão com a temperatura. A linha tracejada em azul ilustra a tendência observada por meio de nossos resultados, enquanto a linha tracejada em vermelho representa a tendência observada nos resultados obtidos por Itoh et al. (2006). . . . .	86
4.19	Espectros XMM-Newton: PN em preto, MOS1 em vermelho, MOS2 em verde, RGS1 em azul e RGS2 em azul claro. O ajuste espectral corresponde ao modelo ( $M5_v$ ; $\text{phabs} \times \text{pcfabs} \times [\text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{gauss}]$ .) . . . . .	88
4.20	Espectros em estado baixo em azul e em estado alto em vermelho de AE Aqr a partir da câmera EPIC PN. O ajuste espectral foi realizado com o modelo $M5_v$ ( $\text{phabs} \times [\text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{gauss}]$ ) com os parâmetros de abundâncias livres. . . . .	89
4.21	Descrição das linhas de emissão obtidas pelos espectrômetros RGS1 e RGS2, ajustadas a partir do modelo térmico $M5_v$ para os espectros integrados, de baixo e alto estado da fonte. . . . .	91

4.22	Valores de abundâncias obtidos para os espectros de baixo estado (triângulos azuis), e estado alto (triângulos vermelhos) utilizando o modelo $M5_v$ . Os elementos avaliados são N, O, Ne, Mg, Si, Ar, Ca e Fe. . . . .	92
4.23	Distribuição da mediada de emissão com a temperatura do plasma emissor de raios X. A medida de emissão foi obtida através da normalização do <i>vapec</i> através do modelo $M5_v$ . . . . .	94
4.24	Ajuste dos espectros EPIC PN utilizando modelos baseados em fluxo de resfriamento ( <i>vmcflow</i> ). As legendas estão presentes na figura. Consulte o texto para obter mais detalhes. . . . .	96
4.25	Espectros XMM-Newton: PN em preto, MOS1 em vermelho, MOS2 em verde, e RGS1 e RGS2 em azul e azul claro, respectivamente. O ajuste espectral corresponde ao modelo ( $M12_v$ ; $\text{phabs} \times (\text{vapec} + \text{pcfabs} \times \text{vmcflow} \times \text{reflect} + \text{gauss})$ ). . . . .	97
4.26	Espectros em estado baixo em azul e em estado alto em vermelho de AE Aqr a partir da câmera EPIC PN. O ajuste espectral foi realizado com o modelo $M12_v$ ( $\text{phabs} \times [\text{vapec} + \text{pcfabs} \times \text{vmcflow} \times \text{reflect} + \text{gauss}]$ ) mantendo os parâmetros de abundâncias livres. . . . .	98
4.27	Descrição das linhas de emissão obtidas pelos espectrômetros RGS1 e RGS2, ajustadas a partir do modelo térmico $M12_v$ para os espectros integrados, de baixo e alto estado da fonte. . . . .	99
4.28	Valores de abundâncias obtidos para os espectros de baixo estado (triângulos azuis), e estado alto (triângulos vermelhos) utilizando o modelo $M12_v$ . Os elementos avaliados são N, O, Ne, Mg, Si, Ar, Ca e Fe. . . . .	101
4.29	Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustados com os modelos $M1_a$ (em preto) e $M2_a$ (em vermelho). . . . .	104
4.30	Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustado com os modelo $M3_a$ . . . . .	105
4.31	Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustados com os modelo $M4_a$ . . . . .	106
4.32	Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustado com o modelo $M5_a$ . . . . .	107
4.33	Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustados com os modelos $M7_m$ (em preto) e $M8_m$ (em vermelho) e $M9_m$ (em azul). . . . .	109

4.34	Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustados com os modelo $M10_m$ , $M10_m \times pcfabs$ e $M11_m$ . . . . .	111
4.35	Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustados com os modelo $M12_m$ . . . . .	112
4.36	Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustados com um modelo de duas componentes térmicas mais uma componente não-térmica tipo lei de potência. . . .	115
4.37	Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde. O ajuste espectral corresponde ao modelo ( $M4_v$ ; $phabs \times [vapec + vapec + vapec + vapec]$ ). . . . .	117
4.38	Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde. O ajuste espectral corresponde ao modelo ( $M5_v$ ; $phabs \times [vapec + vapec + vapec + vapec]$ ). . . . .	120
4.39	Espectros Swift e NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde. O ajuste espectral corresponde ao modelo ( $M12_v$ ; $phabs \times [vapec + pcfabs \times vmcflow \times reflect]$ ). . . . .	124
5.1	Espectros do Swift e NuSTAR, com XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde. O ajuste espectral corresponde ao modelo $M12_v$ , no qual a contribuição da componente de absorção complexa foi excluída. . . . .	131
5.2	Raio magnetosférico em função da taxa de acreção. As linhas verticais indicam os valores das taxas de acreção teórica (em laranja), da taxa de acreção derivada dos espectros Swift+NuSTAR (em roxo), da taxa de acreção derivada dos espectros de baixa emissão (em azul) e de alta emissão (em vermelho) derivadas dos espectros XMM-Newton. A linhas horizontais mostram os valores que o raio magnetosférico assume para tais valores de taxa de acreção - vide texto. . . . .	135

# Lista de Tabelas

3.1	Observações em raios X . . . . .	56
4.1	Modelos utilizados no ajuste espectral de AE Aqr. . . . .	75
4.2	Resultados do ajuste espectral do modelo $M4_v$ para os espectros de baixa e alta emissão da fonte a partir dos espectros XMM- <i>Newton</i> (ObsID-011118020). . . . .	81
4.3	Resultados do modelo $M4_v$ ajustado aos espectros de estado baixo e alto do XMM- <i>Newton</i> (vide texto). Os valores das abundâncias foram fixadas nos valores obtidos a partir dos espectros integrados. . . . .	85
4.4	Resultados obtidos através do ajuste do modelo de quatro componentes térmicas em comparação com os resultados derivados por Itoh et al. (2006). . . . .	87
4.5	Resultado do ajuste espectral do modelo $M5_v$ para os espectros integrados, de estado baixo e alto da fonte a partir dos espectros XMM- <i>Newton</i> (ObsID-011118020). . . . .	90
4.6	Resultados do modelo $M5_v$ ajustado aos espectros de estado baixo e alto. Os valores das abundâncias foram fixadas no valores obtidos a partir dos espectros integrados. . . . .	93
4.7	Resultado do ajuste espectral do modelo $M12_v$ para os espectros integrados, de baixo e alto estado da fonte a partir dos dados XMM- <i>Newton</i> (ObsID-011118020). . . . .	100
4.8	Resultados do modelo $M12_v$ ajustado aos espectros de baixo e alto estado. Os valores das abundâncias foram fixadas nos valores obtidos a partir dos espectros integrados. . . . .	103
4.9	Resultados do ajuste espectral dos modelos $M3_a$ , $M4_a$ e $M5_a$ aplicado aos espectros Swift e NuSTAR. . . . .	108
4.10	Resultados do ajuste espectral do modelo $M7_m$ , $M8_m$ e $M9_m$ aplicado aos espectros Swift e NuSTAR. . . . .	110
4.11	Resultados do ajuste espectrais utilizando os modelos $M10_m$ , $M10_m \times pcfabs$ , $M11_m$ e $M12_m$ aplicado aos espectros Swift e NuSTAR. . . . .	113

4.12	Resultados obtidos através do ajuste do modelo de duas componentes térmicas mais uma componente não-térmica em comparação com os resultados derivados por Kitaguchi et al. (2014). . . . .	115
4.13	Resultados do ajuste espectral do modelo $M4_v$ aplicado aos espectros Swift+NuSTAR. . . . .	118
4.14	Resultados do ajuste espectral do modelo $M5_v$ aplicado aos espectros Swift+NuSTAR. . . . .	122
4.15	Resultados do modelo $M12_v$ ajustado aos espectros Swift+NuSTAR .	125

# Capítulo 1

## Introdução

Neste capítulo são apresentados conceitos fundamentais acerca de Variáveis Cataclísmicas no contexto deste trabalho, com ênfase na caracterização de suas subclasses e modos de acreção.

### 1.1 Variáveis cataclísmicas

Variáveis cataclísmicas VCs são sistemas binários nos quais uma estrela próxima ou na sequência principal (estrela secundária) transfere matéria para sua companheira anã branca (AB; estrela primária) via transbordamento do lóbulo de Roche. A titulação de variáveis vem do fato de que variações em brilho são comuns nesses sistemas, sejam cataclísmicas, marcadas por mudanças abruptas de brilho na forma de erupções seguidas por momentos de quiescência, sejam de variações de menores intensidades mas recorrentes em escalas de tempo tão curtas quanto segundos (*flickering*). Tais variações no brilho são repercussões do processo de troca de massa entre as componentes do sistema (ver, por exemplo, [Ikhsanov, 2012](#)), que pode incluir ou não elementos como disco de acreção e colunas de acreção. O acréscimo de matéria sobre a superfície da anã branca e a perda de estabilidade do disco de acreção, quando presente, podem causar erupções. As instabilidades no disco de acreção, especialmente em suas regiões mais internas e densas, além da acreção através do ponto quente (*hot spot*), são os principais responsáveis pelo *flickering* ([Bruch, 2000](#)). Porém, nem sempre um disco de acreção está presente em VCs.

O modo como a troca de matéria se dá entre estrelas em VCs depende sobremaneira da intensidade do campo magnético da anã branca, da taxa de transferência de massa entre as estrelas e de parâmetros orbitais ([Wickramasinghe, 2014](#)). As VCs podem ser classificadas de acordo com suas características, entre elas a intensidade de campo magnético da anã branca que abriga. Diz-se de sistemas “não magnéticos” aqueles com intensidade de campo magnético relativamente baixa ( $B \leq 10^5$  G), de modo que a pressão exercida pela matéria em seu curso de queda é maior do que a

pressão magnética exercida pelas linhas de campo magnético da anã branca. Dessa forma, devido ao movimento orbital do sistema, o material em queda irá orbitar a estrela primária, formando assim o chamado disco de acreção. O material localizado nas regiões mais internas do disco irá dissipar energia potencial gravitacional na forma de calor por meio do atrito viscoso, até que uma parte da matéria se estabeleça na superfície da anã branca (ver, por exemplo, [Luna et al., 2015](#)).

O campo magnético da anã branca em sistemas ditos magnéticos (mVCs) pode alcançar intensidades nos polos da AB da ordem de  $10^7 G$ . Linhas de campo dessa intensidade são fortes o suficiente para interceptar a matéria em queda ditando a configuração e o modo de acréscimo de matéria. As mVCs são divididas em *polares* e *polares intermediárias* (PIs), originalmente por conta da presença de polarização da radiação no óptico e atualmente fazendo alusão direta à intensidade de campo magnético da anã branca e do modo de acreção que disso decorre. O campo magnético elevado nas polares, também chamadas de *AM Her*, precursora da classe, resulta em duas consequências imediatas. A primeira é que existe um acomplamento magnético entre as duas estrelas do sistema, levando a um sincronismo entre o período de rotação da anã branca ( $P_{rot}$ ) e o período orbital do sistema ( $P_{orb}$ ), tal que  $P_{rot}/P_{orb} \sim 1$  (ver discussão em [Bernardini, F. et al., 2012](#)). A segunda é que as linhas de campo interceptam a matéria em captura, que está ionizada, antes que sejam alcançadas condições para que se forme um disco de acreção e portanto esses são sistemas sem disco. Nessa situação, a acreção de matéria se dá preferencialmente ao longo de linhas de campo magnéticos com as quais interagem. Como o campo magnético em anãs brancas segue uma tendência de dipolo, o processo de queda favorece a formação de uma ou duas colunas de acreção nas regiões nas quais a densidade de linhas de campo se torna maior com a proximidade da anã branca. A coluna de acreção é uma estrutura magnética na qual o material é conduzido a altas velocidades e com aumento progressivo de densidade. Por consequência, acontece aquecimento com a interação matéria-matéria, alcançando uma condição de choque que predomina numa região relativamente próxima à superfície da estrela primária (tipicamente, fração do raio estelar acima da superfície) e com temperatura da ordem de  $10^8 K$  (para uma revisão, ver [King & Lasota, 1979](#)). O choque é seguido por um posterior resfriamento da matéria em queda ao longo da coluna, numa porção que é o principal sítio de produção de raios X duros ( $E_x > 10 keV$ ), com emissão em raios X por *bremstrahlung* térmico ([Fabian et al., 1976](#)) (cuja emissividade aumenta com o aumento da densidade; ver Seção 1.2.2) e emissão em linhas. A luminosidade em raios X resultante é da ordem de  $10^{32-33} erg s^{-1}$ .

Para temperaturas elevadas, o plasma tende a estar totalmente ionizado e assim diminuindo a contribuição por emissão em linhas e prevalecendo em raios X a emissão em contínuo via *bremstrahlung* (por exemplo, [Mukai, 2017](#)). O resfriamento

por emissão *cyclotron* torna-se importante com o aumento da intensidade do campo magnético em direção à superfície da anã branca, sendo observado no espectro óptico e infravermelho (Thompson & Cawthorne, 1987). Os raios X denominados “primários”, gerados por processos térmicos, podem desencadear emissões secundárias com o reprocessamento dos fótons por espalhamento Compton. Esses mecanismos serão discutidos com maior detalhamento na Seção 1.2.

As PIs, sistemas *DQ Her*, apresentaram campos magnéticos moderados quando comparadas às polares, com intensidades da ordem de  $10^{5-7}G$ . Enquanto permitem a formação de disco de acreção, ainda que erodido em sua região mais interna, a baixa intensidade de campo nesses sistemas permite a condição de giro rápido da anã branca comparado ao período orbital. A constatação de tal assincronia é inclusive uma condição discriminante na classificação de um sistema como polar intermediária, e não como polar (Cropper, 1990) – a ser discutido na Seção 1.1.5. O disco emite tanto no contínuo no óptico e no UV, como em linhas, que inclusive confirmam sua presença e que podem eventualmente apresentar perfis com picos duplos. A ação de linhas de campo promove erosão na região interna do disco de acreção, ou truncamento, em especial nas imediações do raio magnetosférico ( $r_m$ ; a ser discutido na Seção 1.1.4). Tal raio define uma região na qual a densidade das linhas de campo é alta o suficiente para ditar a dinâmica do material em queda, e tem intensidade determinada pela força do campo magnético ( $B$ ), pela taxa de acreção de matéria ( $\dot{M}$ ), e pela massa e raio da anã branca. Nessa situação, o raio magnetosférico é virtualmente igual ao raio interno do disco de acreção ( $r_m \sim r_{int}$ ), de modo que a matéria localizada em regiões internas do disco é conduzida pelas linhas de campo em direção a um ou eventualmente aos dois polos magnéticos da anã branca – de modo análogo ao que ocorre em polares, porém com alturas de choque usualmente diferentes. Nas polares, a altura de choque é maior por possuírem campos magnéticos mais fortes em comparação com as PIs, o que resulta em uma menor luminosidade em raios X (Mukai et al., 2003). A Figura 1.1 ilustra os modos de acreção mencionados acima.

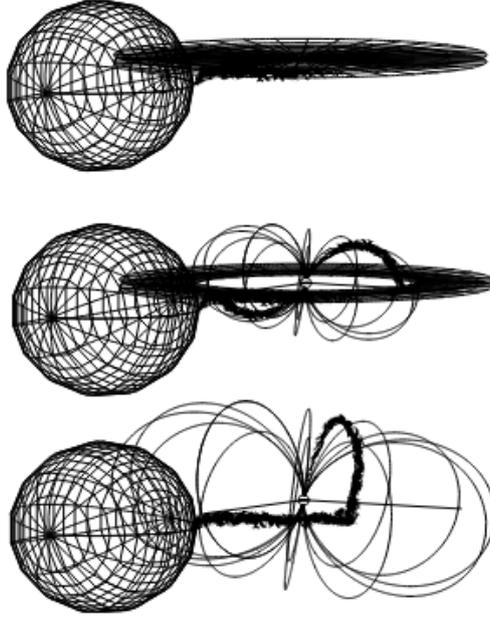


Figura 1.1 Ilustração de diferentes VCs: “*não-magnéticas*” (painel superior), *polar intermediária* (meio) e *polares* (inferior). (Fonte: [Cropper et al., 2002](#)).

As PIs podem apresentar baixa luminosidade em raios X (PIBL<sub>x</sub>;  $L_x \sim 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ ) devido a peculiaridades como períodos de rotação da anã branca e períodos orbitais curtos, combinados com campos magnéticos mais baixos em comparação com aqueles tipicamente encontrados em PIs. De acordo com [Pretorius & Mukai \(2014\)](#), existe uma população numerosa PIBL<sub>x</sub> que são invisíveis aos levantamentos em raios X (*surveys*). De fato, a maioria das PIs foi descoberta por meio de observações em raios X com favorecimento daquelas mais brilhantes (com  $L_x \sim 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ ), com poucas confirmadas na categoria de PIBL<sub>x</sub> – EX Hya, DO Dra, CC Scl, DW Cnc, V1025 Cen, HT Cam, CTCV J2056-3014, V598 Peg, AX J1853.3-0128, V455 And, V1460 Her, DQ Her e AE Aqr (para uma compilação atualizada, ver [Mukai, 2022](#)). Os parâmetros e peculiaridades de AE Aqr, alvos desta pesquisa, serão discutidos na Seção 1.3.

### 1.1.1 Potencial e geometria do lóbulo de Roche

Seja uma partícula “teste” de massa  $m$  submetida aos potenciais gravitacionais de duas estrelas de massas  $M_1$  (estrela primária) e  $M_2$  (estrela secundária), com  $M_1 > M_2$ , que orbitam em torno de um centro de massa comum (por exemplo, [Hellier, 2001](#)). Tal situação é ilustrada na Figura 1.2 e dela decorre uma superfície de instabilidade gravitacional definida como Lóbulo de Roche, formalizada mate-

maticamente pelo potencial gravitacional de Roche ( $\Phi_R(\vec{r})$ ).

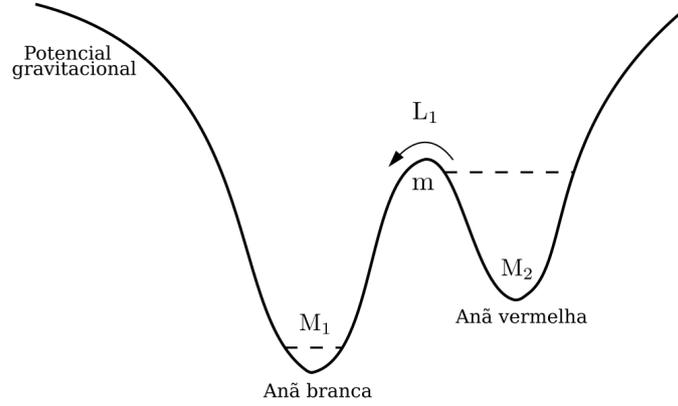


Figura 1.2 Ilustração de uma partícula “teste” de massa  $m$  submetida aos potenciais gravitacionais de duas estrelas  $M_1$  (primária) e  $M_2$  (secundária). (Modificado de [Hellier, 2001](#))

O potencial de Roche ( $\Phi_R(\vec{r})$ ) é dado pela soma dos potenciais gravitacionais das estrelas que formam o sistema binário e a contribuição centrífuga devido ao movimento orbital do sistema, como mostra a Equação 1.1.

$$\Phi_R(\vec{r}) = -\frac{GM_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} - \frac{1}{2}(\vec{\omega} \times \vec{r})^2, \quad (1.1)$$

onde  $G$  é a constante gravitacional,  $\vec{\omega}$  é a velocidade angular do sistema ( $\omega = 2\pi/P_{orb}$ ),  $\vec{r}$  é o vetor posição da massa teste  $m$  e  $\vec{r}_1$  e  $\vec{r}_2$  são as distâncias das componentes  $M_1$  e  $M_2$  ao centro de massa do binário.

A separação orbital  $a$  do sistema pode ser obtida através da terceira lei de Kepler:

$$a^3 = \frac{G}{4\pi^2}(M_1 + M_2)P_{orb} \quad (1.2)$$

Uma aproximação para o raio do Lóbulo de Roche da estrela menos massiva é obtida com uma precisão de  $\sim 1\%$  através da expressão de [Eggleton \(1983\)](#):

$$R_{L2} = \frac{0,49q^{2/3}a}{0,6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}, \quad 0 < q < \infty \quad (1.3)$$

O volume do lóbulo de Roche é determinado pela razão das massas das componentes ( $M_2/M_1 = q$ ) e pela separação orbital  $a$ . Processos evolutivos que resultam no aumento do raio de uma estrela ou interações gravitacionais entre as componentes que provocam a diminuição da separação orbital podem levar uma das estrelas a exceder a superfície de seu Lóbulo de Roche. Quando isso ocorre, pode haver transferência de massa da estrela que excedeu seu Lóbulo de Roche para a estrela companheira, preferencialmente através do ponto interno de Lagrange  $L_1$ , em um fenômeno conhecido como transbordamento do Lóbulo de Roche.

A Figura 1.3 mostra as superfícies equipotenciais de Roche no plano orbital de um sistema binário, onde os lóbulos das duas estrelas são destacados pelas curvas em preto mais largas. Os pontos  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$ ,  $L_4$  e  $L_5$  são os pontos de Lagrange de equilíbrio/instabilidade dinâmico.

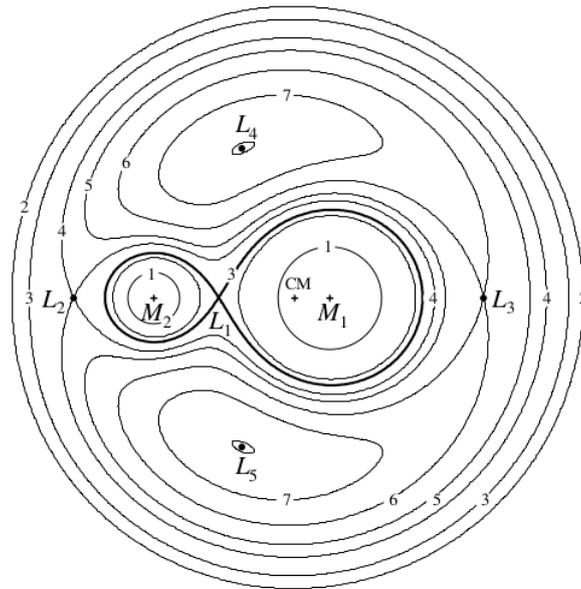


Figura 1.3 Ilustração da geometria do Lóbulo de Roche e das superfícies equipotenciais em um sistema binário, onde estão destacados os pontos de Lagrange ( $L_n$ ). (Fonte: Frank et al., 1985).

### 1.1.2 Transferência de massa

A transferência de matéria entre estrelas leva a uma alteração na razão de massa  $q$  entre as componentes, resultando em variações no período orbital do sistema e na separação das estrelas. A geometria do Lóbulo de Roche é determinada por esse processo, que pode ser explicado pela conservação do momento angular  $\vec{J}$  (ver, por exemplo, Frank et al., 1985). O momento angular total do binário é dado pela soma dos momentos individuais das componentes do sistema em relação ao centro de massa, com módulo dado por:

$$J = (M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2) \omega, \quad (1.4)$$

Da Equação 1.2, expressando-a em termos de  $\omega$ , e da equação acima, temos

$$J = \sqrt{\frac{G}{a^3}} (M_1 + M_2) (M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2), \quad (1.5)$$

onde  $r_1$  e  $r_2$  são escritos como:  $r_1 = \frac{M_2}{M_1 + M_2} a$  e  $r_2 = \frac{M_1}{M_1 + M_2} a$ . Utilizando as relações de  $r_1$  e  $r_2$  na Equação 1.5, obtemos a equação para o momento angular reduzido:

$$J = M_1 M_2 \sqrt{\frac{Ga}{M}}, \quad (1.6)$$

onde  $M = M_1 + M_2$  é a massa total do sistema.

Sendo a secundária a estrela doadora de massa, portanto,  $dM_2/dt < 0$ , e derivando a Equação 1.6 em relação ao tempo, temos.

$$\frac{\dot{J}}{J} = \frac{\dot{M}_1}{M_1} + \frac{\dot{M}_2}{M_2} - \frac{\dot{M}}{2M} + \frac{\dot{a}}{2a}. \quad (1.7)$$

Na equação acima,  $\dot{M}_1$  representa a taxa de acreção de matéria na anã branca, e  $\dot{M}$  representa a taxa de transferência de matéria, pois em condições realistas nem todo material perdido pela secundária será acretado pela primária, embora essa

consideração possa ser feita para facilitar os cálculos.

Considerando que toda matéria perdida pela secundária é acretaada pela primária ( $\dot{M}_1 = -\dot{M}_2$ ), e que portanto não há perda de massa do sistema binário ( $\dot{M} = 0$ ), podemos escrever a seguinte expressão:

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2\frac{\dot{J}}{J} + 2\frac{-\dot{M}_2}{M_2} \left(1 - \frac{M_2}{M_1}\right) \quad (1.8)$$

Admitindo que há conservação do momento angular do sistema ( $\dot{J} = 0$ ), podemos entender como a transferência de matéria atua na separação orbital  $a$  do binário através da Equação 1.8. A perda de massa da secundária,  $-\dot{M} > 0$ , resulta no aumento da separação angular ( $\dot{a} > 0$ ), uma vez que a secundária possui um valor de massa menor do que a primária ( $M_2 < M_1$ ). À medida que a matéria proveniente da secundária entra no lóbulo de Roche da primária, o período orbital do sistema tende a aumentar para que a conservação do momento angular seja satisfeita. Dessa forma, o tamanho do Lóbulo de Roche também é afetado pela transferência de matéria. Podemos reescrever a Equação 1.3 em termos da massa das componentes como visto em Paczyński (1971):

$$\frac{R_{L2}}{a} = 0,462 \left( \frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^{1/3}. \quad (1.9)$$

Da derivada temporal da Equação 1.9, e da Equação 1.8, tem-se que:

$$\frac{\dot{R}_{L2}}{R_{L2}} = \frac{2\dot{J}}{J} + \frac{2(-\dot{M}_2)}{M_2} \left( \frac{5}{6} - q \right). \quad (1.10)$$

Considerando novamente que o momento angular se conserva, podemos observar dois comportamentos em função da razão de massa  $q$ , se superior ou inferior a  $5/6$ . (i) Se  $q > 5/6$ , o segundo termo da Equação 1.10 será negativo. Como a secundária está perdendo matéria, isso resultará na redução do seu Lóbulo de Roche ( $\dot{R}_{L2} < 0$ ), levando a estrela doadora a aumentar a taxa de transferência de matéria. (ii) Se  $q < 5/6$ , o lóbulo da estrela doadora irá expandir, resultando em uma diminuição e eventual cessação na taxa de transferência de massa. A transferência pode não

cessar se houver perda de momento angular no sistema, fazendo com que as estrelas se aproximem, ou se houver uma expansão da estrela doadora de massa.

Há dois mecanismos principais que podem explicar o dreno de momento angular em Variáveis Cataclísmicas: a radiação gravitacional e a frenagem magnética. A radiação gravitacional é provocada pela deformação do espaço-tempo devido ao movimento orbital das componentes. Essas deformações propagam-se como ondas, levando energia para fora do sistema. A Equação 1.11 descreve a perda de momento angular devido à radiação gravitacional (por exemplo, [Shao & Li, 2012](#)).

$$\frac{\dot{J}_{gr}}{J} = -\frac{32G^3}{5c^5} \frac{M_1 M_2 (M_1 + M_2)}{a^4} \quad (1.11)$$

Aqui,  $\dot{J}_{gr}$  é a taxa de perda de momento angular por radiação gravitacional,  $G$  é a constante gravitacional e  $c$  é a velocidade da luz no vácuo. A radiação gravitacional será mais eficiente em sistemas de curto período orbital ( $P_{or} < 2$  h) devido à sua relação inversa com a quarta potência da separação orbital  $a$ . Já para sistemas com períodos orbitais mais longos, a frenagem magnética será dominante sobre o efeito da radiação gravitacional. A perda de momento angular por frenagem magnética  $\dot{J}_{fm}$  é dada pela Equação 1.12 (para uma revisão, ver [Podsiadlowski et al., 2002](#)):

$$\frac{\dot{J}_{fm}}{J} = -3,8 \times 10^{-30} \frac{GR_2^4 M_2^4}{a^5 M_1} s^{-1}, \quad (1.12)$$

À medida que o sistema perde momento angular, a distância orbital  $a$  é reduzida, resultando na diminuição do período orbital do sistema binário. Uma constatação observacional é que há uma falta de sistemas com períodos orbitais entre 2 e 3 horas, chamado de período de *gap* (Fig. 1.4). [Knigge et al. \(2011\)](#) argumentam que as estrelas secundárias de VCs perdem o equilíbrio térmico quando alcançam períodos orbitais da ordem de 3 horas, por transferirem massa mais rapidamente do que o tempo que é necessário para que tenham uma acomodação térmica. Como resultado, a secundária é maior do que uma estrela normal de sequência principal com a mesma massa. Na situação em que o freamento magnético é abruptamente menos efetivo, por razões ainda desconhecidas, a escala de tempo de transferência de massa se torna muito maior do que a escala de tempo térmica, a transferência de massa cessa e a estrela evolui ao raio de equilíbrio seguindo uma escala de tempo térmica. A órbita do sistema continua a diminuir devido a perda de energia por radiação

gravitacional, com a secundária eventualmente preenchendo o lóbulo de Roche e retornando à condição de transferência de massa. Tal situação ocorre quando o período do sistema diminui para  $\sim 2$ h.

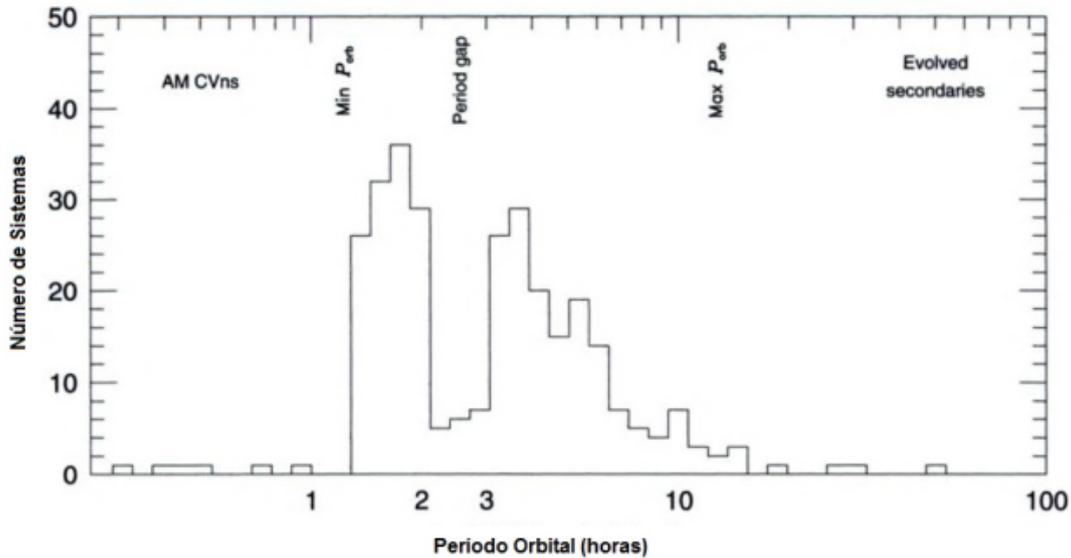


Figura 1.4 Distribuição de períodos orbitais para Variáveis Cataclísmicas. (Fonte: [Hellier, 2001](#))

### 1.1.3 Formação e acreção via disco

Uma vez preenchido o Lóbulo de Roche da estrela secundária, a transferência de matéria para a primária se dará de modo mais eficiente. O momento angular inicial da matéria em acreção é o momento angular que possuía no ponto  $L_1$ , portanto não nulo ([Hellier, 2001](#)). E as estrelas estão se movimentando em translação. Nessas condições, ao invés de se estabelecer diretamente na superfície da primária como uma trajetória balística, em linha reta, a matéria percorrerá um caminho que numa ação global com as demais partículas tende a formar uma distribuição anelar de matéria seguindo com dissipação de energia radiativa e perdendo momento angular. Dessa forma, a matéria em queda formará o chamado disco de acreção, que se estende de uma região posterior ao Lóbulo de Roche da primária até regiões próximas da superfície da anã branca – condicionadas à presença ou não de campos magnéticos intensos (e.g., [Frank et al., 1985](#)). A Figura 1.5 ilustra o processo de formação do disco no sistema binário.

Em primeira aproximação, o material em acreção irá orbitar a primária a uma distância medida a partir da primária na qual a matéria em queda possui o mesmo momento angular que possuía quando passou pelo ponto interno de Lagrange. Essa distância é denominada raio de circularização ( $r_{\text{circ}}$ ). A velocidade do material em

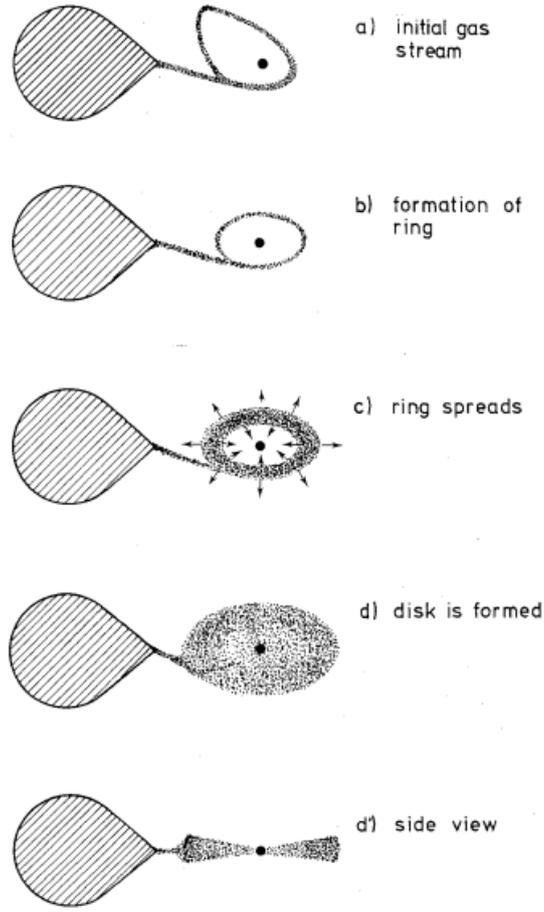


Figura 1.5 Esquema de formação do disco de acreção em VCs. (Fonte: [Verbunt, 1982](#))

$r_{\text{circ}}$  é dada pela Equação 1.13.

$$v_{\text{circ}} = \sqrt{\frac{GM_1}{r_{\text{circ}}}} \quad (1.13)$$

O raio de circularização  $r_{\text{circ}}$  pode ser obtido aproximando o momento angular específico do material em queda ao de uma órbita Kepleriana (ver [Frank et al. 1985](#) para uma revisão):

$$r_{\text{cir}} = \frac{4\pi^2 b^4}{GM_1 P_{\text{orb}}^2}, \quad (1.14)$$

onde  $b$  é a distância entre o ponto interno de Lagrange ( $L_1$ ) e a superfície da estrela primária.

Eventualmente, o material dissipará energia indo ainda mais fundo no poço potencial da primária a medida que perde momento angular. Cerca de metade dessa energia é liberada na região do raio interno do disco, na região conhecida como a camada limite, ou *boundary layer* (Verbunt, 1982). A energia gravitacional liberada no processo de acreção ( $E_{\text{acre}}$ ) pode ser calculada considerando a massa  $M$  que está sendo acretada, sujeita ao potencial gravitacional da estrela primária de massa  $M_1$ . Para isso, faz-se a consideração de que o material está inicialmente localizado a uma grande distância e calcula-se o trabalho realizado para deslocar o material até a superfície da estrela em  $R_1$ :

$$E_{\text{acre}} \approx - \int_{R_1}^{\infty} F_{\text{gra}} dr = \frac{GM_1 M}{R_1} \quad (1.15)$$

onde,  $M_1$  e  $R_1$  são a massa e o raio da primária.

A luminosidade de acreção produzida nesse processo é dada por:

$$L_{\text{acre}} \approx \frac{dE_{\text{acre}}}{dt} \approx \frac{d}{dt} \left( \frac{GM_1 M}{R_1} \right) \quad (1.16)$$

A suposição de que o material em queda estava inicialmente a uma grande distância é válida desde que o raio do disco seja muito maior que o raio da estrela ( $R_{\text{dis}} \gg R_1$ ), o que geralmente ocorre em CVs. No entanto, nem toda a matéria em acreção participa da produção de energia luminosa. Portanto, a equação final para a luminosidade de acreção dependerá do parâmetro  $\eta$ , que representa a eficiência de conversão de energia potencial gravitacional em energia radiativa:

$$L_{\text{acre}} = \eta G \frac{M_1 \dot{M}}{R_1} \quad (1.17)$$

A Equação 1.17 descreve a dependência da luminosidade de acreção ( $L_{\text{acre}}$ ) em relação à taxa de acreção, ao raio e à massa do objeto compacto. Um sistema contendo uma anã branca com raio de cerca de  $10^8 \text{ cm}$  e uma massa solar ( $1M_{\odot}$ ), com uma taxa de acreção de cerca de  $10^{-10} M_{\odot}/\text{ano}$ , produzirá uma luminosidade de acreção da ordem de  $1,32 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$  (King & Lasota, 1979).

### 1.1.4 Influências do campo magnético na acreção de matéria

A situação idealizada na seção anterior desconsidera ações magnéticas da primária sobre a matéria em acreção. De fato, as condições para a formação do disco de acreção são mais complexas quando a estrela primária possui um campo magnético significativo ( $B > 10^5$  G), pois o material proveniente da estrela secundária terá seu movimento restringido em certas regiões pelas linhas de campo magnético em rotação. Para a formação de um disco de acreção, é necessário que a distância mínima que o material em queda pode atingir em relação à estrela primária seja maior do que os limites de sua magnetosfera ( $r_{\min} > r_{\text{mag}}$ ) (por exemplo, [Hameury et al., 1986](#)). Isso ocorre porque em regiões onde  $r < r_{\text{mag}}$ , as linhas de campo magnético dominam e ditam o modo de acreção. Essa condição dependerá da razão entre o raio de corrotação  $r_c$  e o raio magnetosférico  $r_m$ .

#### Raio de corrotação ( $r_c$ )

O raio de corrotação é definido como sendo a distância medida a partir da estrela primária na qual a velocidade (*Kepleriana*) da matéria em queda é igual a velocidade de rotação da estrela primária ([Bednarek & Pabich, 2011](#)):

$$r_c = \left( \frac{GM_1 P_{rot}^2}{4\pi^2} \right)^{1/3}. \quad (1.18)$$

Da Equação 1.18, é notável que  $r_c$  depende apenas da massa e do período de rotação da anã branca.

#### Raio magnetosférico ( $r_m$ )

O raio magnetosférico, ou raio de Alfvén, é definido como sendo a distância  $r_m$  em relação ao objeto acretor na qual a pressão magnética é da mesma ordem da pressão dinâmica do material em queda (ver [Bondi & Hoyle, 1944](#), para uma revisão). Essa relação pode ser escrita por:

$$\rho v^2 \simeq \frac{B^2}{8\pi}, \quad (1.19)$$

onde  $B$  é a intensidade do campo magnético, e  $\rho$  e  $v$  são a densidade e a velocidade do plasma, respectivamente. Aqui é considerando um campo magnético de tipo dipolo, com intensidade a uma distância  $r$  da estrela dada por  $B = \frac{\mu}{r^3}$ , sendo  $\mu = B_1 R_1^3$  o momento magnético em  $r = R_1$ , e  $B_1$  a intensidade do campo magnético na superfície da estrela primária. Desse modo, a pressão magnética  $P_m$  pode ser aproximada por:

$$P_m \simeq \frac{B_1^2 R_1^6}{8\pi r_m^6}. \quad (1.20)$$

Considerando o material em queda livre, com velocidade  $v_{ql} = (2GM_1/r_m)^{1/2}$ , e em estado estacionário, podemos descrever a pressão exercida pela matéria em função da equação da continuidade de massa  $\rho = \dot{M}/4\pi r^2 v_{ql}$ . Fazendo  $P_m(r_m) = \rho v_{ql}^2(r_m)$ , temos:

$$\frac{B_1^2 R_1^6}{8\pi r_m^6} \simeq \frac{(2GM_1)^{1/2} \dot{M}}{4\pi r_m^{5/2}}. \quad (1.21)$$

Com isso, obtém-se a Equação 1.22 (e.g., Frank et al., 2002):

$$r_m = 5,1 \times 10^8 \left( \frac{\dot{M}}{10^{16} g s^{-1}} \right)^{-2/7} \left( \frac{M}{1 M_\odot} \right)^{-1/7} \left( \frac{\mu}{10^{30} G cm^3} \right)^{4/7} cm \quad (1.22)$$

Da Equação 1.22, temos que  $r_m$  varia em função da taxa de acreção  $\dot{M}$ . Assim, variações em  $\dot{M}$  podem alterar substancialmente o valor de  $r_m$  e promover mudanças no regime de acreção da matéria.

### Regimes de acreção

A geometria de acreção depende da distância mínima ( $r_{min}$ ) que o material poderá se aproximar da anã branca, que é definida pelos tamanhos dos raios  $r_c$  e  $r_m$ . A relação entre essas grandezas define as condições para os modos de acreção,

se via disco, via magnetosfera ou uma situação na qual não haja acreção direta sobre o objeto compacto. Idealmente, são essas as condições:

I) Para  $r_{min} > r_c > r_m$ : a matéria formará um disco que se estenderá até a região na qual o campo magnético domina a matéria em queda;

II) Para  $r_m > r_c$ : as linhas de campo magnético em rotação interagem com a matéria em queda, atuando como uma hélice magnética (regime *propeller*), expelindo parte ou toda a matéria para fora do sistema.

III) Para  $r_{min} < r_m < r_c$ : este é o caso em que a matéria cai diretamente pelas linhas de campo, com acréscimo via chuveiro magnético sem formação de disco.

A teoria de acreção em estrelas magnéticas prevê o surgimento do chamado torque de acreção (Ghosh & Lamb, 1979). Para esse modelo, a forte interação entre a matéria em acreção e as linhas de campo magnético em rotação pode atuar no sentido de promover um aumento no giro da primária (*spin-up*), resultando em uma diminuição em seu período de rotação, ou no chamado *spin-down*. Neste último caso, ocorre uma diminuição da velocidade de rotação da anã branca e, por consequência, um aumento em seu período de rotação. Daí decorre uma luminosidade, como função da taxa de variação da energia associada à rotação da primária ( $E_{spin}$ ) em relação ao tempo, chamada de luminosidade de *spin-down* ou *spin-up*:

$$L_{spin} = -\frac{dE_{spin}}{dt}, \quad (1.23)$$

onde  $E_{spin} = I\omega^2/2$ ,  $\omega = 2\pi/P_{spin}$  é a velocidade angular e  $I = M_1 R_1^2$  momento de inércia da primária. Fazendo a substituição na Equação 1.24 e aplicando a derivada temporal, obtemos:

$$L_{spin} = \frac{dE_{spin}}{dt} = 4\pi^2 I P_{spin}^{-3} \dot{P}_{spin}. \quad (1.24)$$

Da Equação 1.24, temos que  $L_{spin}$  será maior para sistemas que abrigam estrelas em alta rotação e que apresentam uma alta taxa de variação temporal nesse período.

### 1.1.5 Variáveis cataclísmicas magnéticas: Polares e Polares Intermediárias (IPs)

Como já mencionado, mVCs são sistemas nos quais a estrela primária apresenta um campo magnético intenso e se dividem em duas subclasses: as polares e as polares intermediárias. Sistemas nos quais a intensidade do campo magnético na superfície da primária é relativamente forte ( $B > 10^7 \text{ G}$ ) são classificados como sistemas polares devido à observação de luz polarizada em sua emissão. Nesses sistemas, a matéria que passou pelo ponto  $L_1$  é interceptada pelas linhas de campo magnético da primária, não permitindo, assim, a formação do disco de acreção (Fig. 1.6). Nas Polares, o campo magnético da primária é forte o suficiente para manter o sistema binário travado em órbitas síncronas com o período de rotação da primária, ou seja,  $P_{orb} \simeq P_{rot}$ . O sincronismo é ocasionada pelo campo magnético da primária sendo arrastado pela estrela secundária (Scaringi et al., 2010).

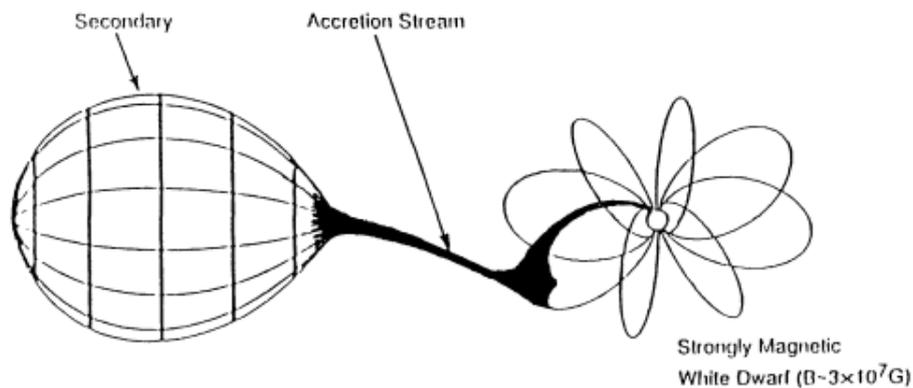


Figura 1.6 Ilustração de uma sistema do tipo Polar. (Fonte: Cropper, 1990)

Já as polares intermediárias com campos magnéticos moderados ( $B < 10^5$  G) implicam um raio magnetosférico menor em comparação com a magnetosfera das polares, o que permite a formação de um disco de acreção parcial, como descrito no caso I e ilustrado na Figura 1.7. Esse tipo de sistema é confirmado através da detecção de modulações de raios X atribuídas ao período de rotação da anã branca.

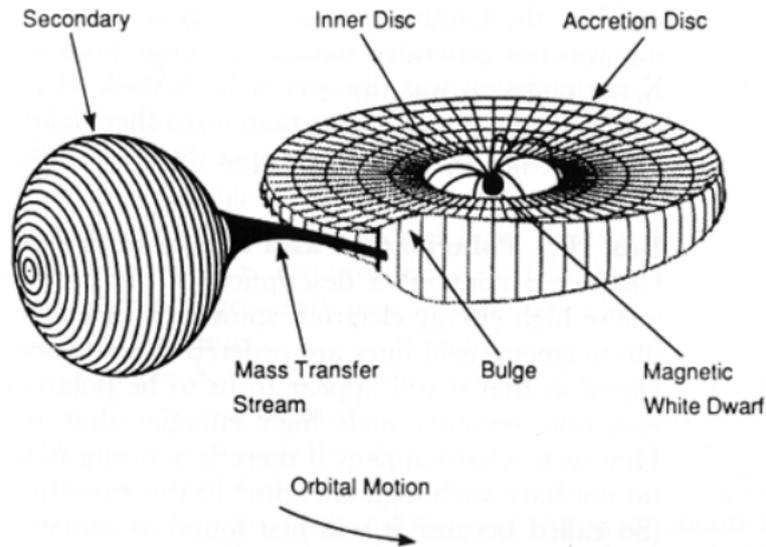


Figura 1.7 Ilustração de um sistema Polar Intermediário (PI). (Fonte: [NASA, 2006](#))

Nas PIs, o campo magnético não será forte o suficiente para manter o período de rotação da primária sincronizado com o período orbital do sistema, resultando em um período de rotação da anã branca muito menor que o período orbital ( $P_{\text{rot}} \ll P_{\text{orb}}$ ). A Figura 1.8 mostra a distribuição do período de rotação da primária em função do período orbital para variáveis cataclísmicas magnéticas.

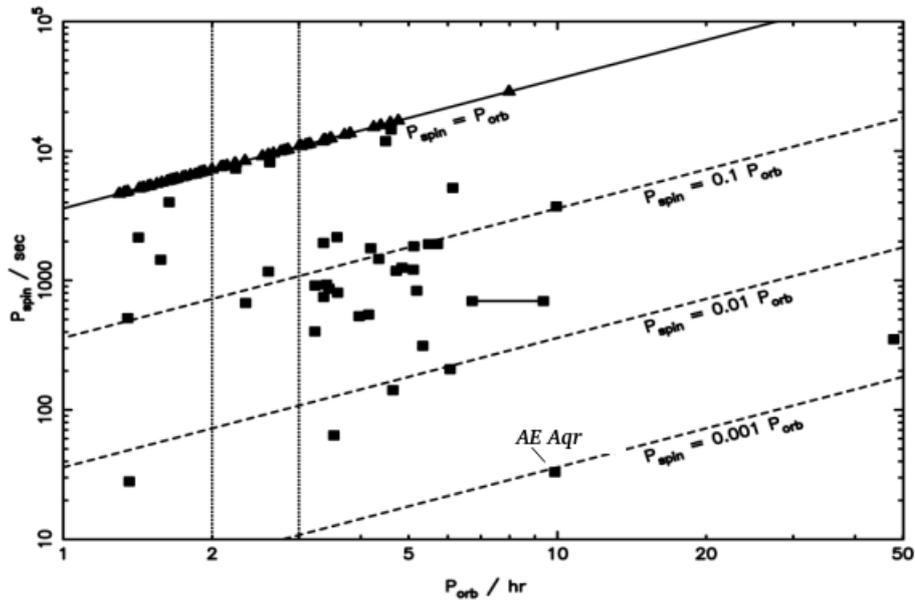


Figura 1.8 Distribuição do período de rotação da primária versus o período orbital do sistema para mVCs. Os sistemas polares estão representados pelos triângulos e os quadrados representam os sistemas IPs. (Fonte: Norton et al., 2004)

O alvo investigado neste trabalho, AE Aqr, ocupa uma posição de destaque no diagrama, possuindo um período orbital que está entre os mais longos já observados ( $P_{orb} = 9,8 h$ ; Welsh et al., 1993) e um período de rotação da anã branca que está entre os mais curtos registrados ( $P_{rot} = 33 s$ ; Patterson, 1979; Patterson et al., 1980).

## 1.2 Cenários de acreção e mecanismos de produção de raios X

Nesta seção, exploraremos o processo de acreção, dando destaque aos sistemas PIs. Descreveremos os possíveis cenários de acreção e os mecanismos responsáveis pela produção de raios X nesses sistemas.

### 1.2.1 Coluna de acreção

Tanto em polares quanto nas IPs, o material que chega no raio magnetosférico será guiado através de uma coluna de acreção em direção a anã branca. As colunas de acreção são estruturas magnéticas que se formam acima da superfície da anã branca na condição de campo dipolar e são responsáveis por canalizar o material ionizado em acreção (eventualmente após formação de disco de acreção, nas PIs) para a sua

superfície – porém é comum que apenas uma coluna domine o processo de acreção.

Podemos descrever a trajetória da matéria em acreção conforme o modelo de [Aizu \(1973\)](#) em três etapas: (i) o material mais próximo da borda interna do disco é canalizado pela coluna de acreção e flui em direção à superfície da primária; (ii) o material será aquecido devido à compressão e fricção ao longo da coluna, atingindo velocidades supersônicas e (iii) o material choca-se fortemente próximo à superfície da anã branca a uma altura  $h_c$ , resfriando-se posteriormente na região pós-choque até assentar-se em sua superfície. A Figura 1.9 ilustra o processo de acreção via coluna magnética em mVCs.

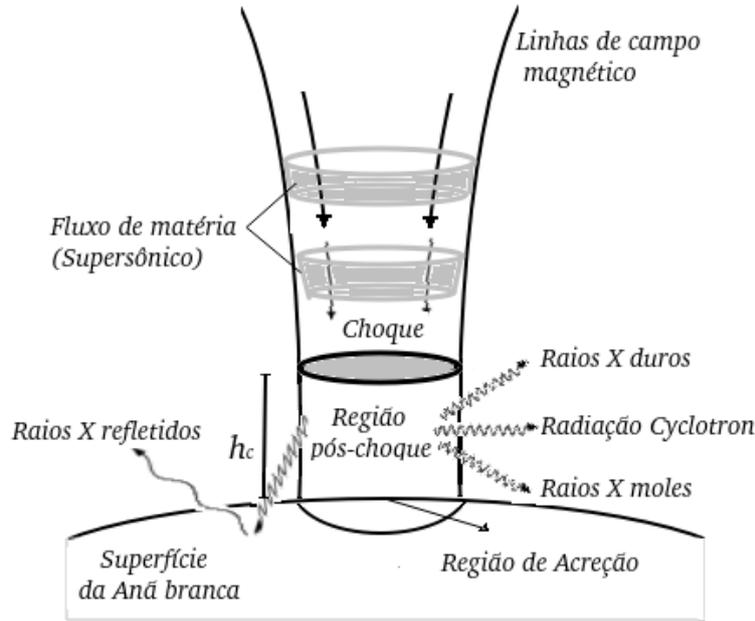


Figura 1.9 Esquema da coluna de acreção magnética em uma mVC, destacando as regiões de choque e aquecimento da matéria, bem como processos de produção de raios X. (Modificado de [van Teeseling et al., 1994](#))

No modelo proposto por [Aizu \(1973\)](#), considera-se que a matéria inicia sua trajetória a partir de uma distância infinita, o que permite assumir que ela atingirá a velocidade de queda livre ([Page & Shaw, 2022](#)). No entanto, em PIs, o material acretado na superfície da anã branca tem origem na borda interna do disco, a uma distância  $r_{int}$  da estrela primária. Nesse caso, a velocidade pré-choque requer uma correção (consulte [Luna et al., 2015](#)):

$$v = \sqrt{2GM_1 \left( \frac{1}{R_1 + h_c} - \frac{1}{r_{int}} \right)} \quad (1.25)$$

É correto registrar que, embora seja uma aproximação considerada, o sistema não é conservativo em energia e assim não se trata efetivamente de queda livre.

Uma parcela substancial dos raios X primários é produzida no topo da coluna de acreção como resultado do aquecimento da matéria devido ao choque. Nesse caso, a temperatura de choque reflete, em primeira ordem, o potencial gravitacional da estrela primária:

$$kT_c = \frac{3GM_1\mu m_H}{8} \left( \frac{1}{R_1 + h_c} - \frac{1}{r_{int}} \right), \quad (1.26)$$

onde  $\mu$  é o peso molecular médio do plasma (adotado como sendo  $\sim 0,615$ ),  $m_H$  a massa do hidrogênio e  $k$  a constante de Boltzmann.

Para as mVCs que contêm uma anã branca com massa de aproximadamente  $0,5 - 1M_\odot$ , espera-se uma temperatura de choque de cerca de  $kT_c \approx 10 - 40$  keV (McNamara et al., 2008). Em um estudo que incluiu 22 IPs, a temperatura de choque média observada foi de cerca de  $\sim 22$  keV (Landi et al., 2009).

A emissão em raios X segue na região pós-choque, com o plasma sendo resfriado ao longo da coluna magnética por emissão *bremstrahlung* devido ao aumento de sua densidade à medida que se aproxima da superfície da primária. O tempo necessário para o plasma atingir a superfície da anã branca é determinado pelo seu tempo de resfriamento  $t_{res}$ , que é inversamente proporcional à emissividade do plasma  $\epsilon_{bremss}$ :

$$t_{res} = \frac{3kT_c}{2\mu m_H \epsilon_{bremss}} \quad (1.27)$$

De fato, o resfriamento por *bremstrahlung* térmico é o principal mecanismo de perda de energia do plasma ao longo da coluna de acreção, seguido de emissão em linhas espectrais, ambos observados em raios X. Dependendo da região onde o plasma se encontra na coluna de acreção, radiação *ciclotron* pode contribuir de modo significativo para o resfriamento (Lamb & Masters, 1979).

## 1.2.2 Bremsstrahlung

A radiação de *bremstrahlung* ocorre devido às interações coulombianas entre os elétrons livres ( $e^-$ ) e os núcleos presentes no meio em que se movem ( $Z$ ), ou por interações entre quaisquer partículas carregadas. Em se tratando de emissão por elétrons, caso dominante em VCs, essas interações resultam na desaceleração dos elétrons, o que leva à emissão de fótons cuja energia é dada por  $E = h\nu$ . No caso do *bremstrahlung* térmico, a energia cinética dos elétrons é proporcional à temperatura do gás. A intensidade da radiação é dada pela equação:

$$I(E, T) \propto g(E, T) Z^2 n_e n_i \sqrt{(kT)} e^{-E/kT}, \quad (1.28)$$

onde  $k$  é a constante de Boltzmann,  $g(E, T)$  é o fator de Gaunt,  $n_e$  e  $n_i$  são as densidades numéricas dos elétrons e dos íons, respectivamente (Longair, 1992).

A emissividade do plasma devido ao *bremstrahlung* é proporcional ao quadrado da densidade numérica de partículas que compõem o plasma (aproximando  $n_e \sim n_i$ , para o caso de um plasma composto predominantemente de hidrogênio) e inversamente proporcional à raiz quadrada da temperatura. Portanto, quanto maior for a densidade do plasma, maior será a perda de energia, conforme mostra a equação a seguir:

$$\epsilon_{bremss} = 6,8 \times 10^{-38} T^{-1/2} Z^2 n^2 g(\nu, T) e^{-h\nu/kT} [erg s^{-1} cm^{-3} Hz^{-1}]. \quad (1.29)$$

Nas mVCs, o material localizado na região pós-choque é comprimido devido ao afunilamento à medida que se aproxima da superfície da primária. Isso resulta em um aumento gradual da densidade e, conseqüentemente, da taxa de emissão de radiação do plasma, conforme previsto pela Equação 1.29. A Figura 1.10 ilustra como a temperatura e a densidade do plasma na região pós-choque variam à medida que se aproxima da superfície da anã branca. O espectro de raios X observado é a soma das contribuições do plasma, refletindo um gradiente contínuo de temperatura que diminui à medida que se aproxima da anã branca (Mukai et al., 2003), conforme previsto pelo fluxo de resfriamento (*cooling-flow*).

O modelo do fluxo de resfriamento (*cooling-flow*) foi inicialmente proposto para

descrever os espectros de raios X em aglomerados de galáxias, nos quais a emissão do meio intra-aglomerado é dominada pelo processo de *bremsstrahlung*, resultando em um resfriamento gradual do plasma (Mushotzky & Szymkowiak, 1988). Estudos em raios X de mVCs têm demonstrado que o plasma pós-choque nesses sistemas pode ser bem descrito por modelos de fluxo de resfriamento (por exemplo, Lopes de Oliveira & Mukai, 2019; Luna et al., 2015; Mukai et al., 2003).

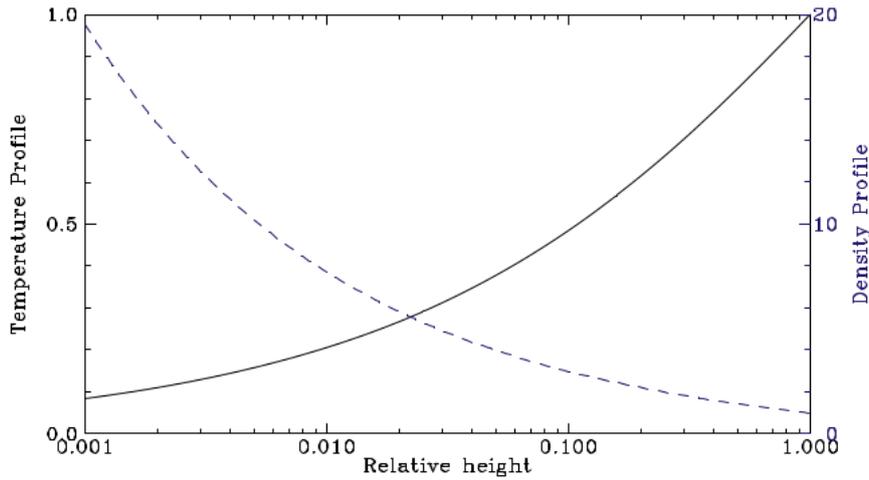


Figura 1.10 Perfil de temperatura (linha cheia) e densidade da matéria (linha tracejada) em uma coluna de acreção segundo o modelo de Aizu (1973) à medida que se aproxima da superfície da primária. (Fonte: Mukai, 2017).

### 1.2.3 Radiação *synchrotron*

A emissão *synchrotron* surge devido à deflexão de partículas carregadas pela presença de um campo magnético  $\vec{B}$ . A força resultante sobre tais partículas é conhecida como força de Lorentz, que depende da carga da partícula ( $e$ ), da velocidade de propagação da luz no meio ( $c$ ) e dos vetores campo magnético ao qual a partícula está submetida e de sua velocidade, do seguinte modo:

$$\vec{F}_B = \frac{e}{c}(\vec{v} \times \vec{B}). \quad (1.30)$$

Devido à interação com o campo magnético, as partículas são aceleradas ao longo de trajetórias helicoidais. Como resultado dessa aceleração, ocorre a emissão de fótons cuja frequência  $\omega_{cyc}$  está diretamente relacionada ao campo magnético

que as acelera ( $B$ ), como mostra a expressão:

$$\omega_{cyc} = \frac{eB}{\gamma m_e c} \quad , \quad (1.31)$$

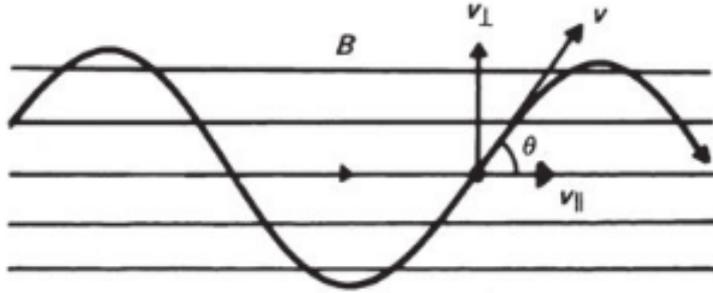


Figura 1.11 Trajetória de uma partícula carregada sujeita à influência de um campo magnético  $\vec{B}$ . (Fonte: Longair, 1992).

onde  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  é fator de Lorentz,  $m_e$  é massa do elétron.

Em situações relativísticas, nas quais a velocidade das partículas se aproxima da velocidade da luz ( $v \sim c$ ), o fator  $\gamma \gg 1$ ,  $\omega_{cyc} > 0$  e os harmônicos se combinam para formar um espectro de emissão contínua. Nesse caso, é observado um espectro estendido conhecido como radiação *synchrotron*. A forma desse espectro é descrita por uma lei de potência com um índice espectral  $\Gamma$ . A intensidade da radiação é expressa por:

$$I(E) \propto E^{-\Gamma} \quad (1.32)$$

A emissão *synchrotron* é dita não-térmica, pois os elétrons responsáveis pela radiação não estão em equilíbrio térmico com o meio em que estão imersos. Acredita-se que a radiação *synchrotron* em IPs seja gerada na região interna do disco de acreção, onde as linhas de campo magnético se tornam intensas o suficiente a ponto de dominar a matéria em queda. Bednarek & Pabich (2011) conduziram um estudo teórico sobre a interação dos elétrons com as linhas de campo em rotação dos IPs, concluindo que os elétrons nessa situação perdem energia por emissão *synchrotron*, podendo ser observado em uma ampla faixa de energia, desde o rádio até os raios  $\gamma$ .

## 1.2.4 Espalhamento Compton

Uma vez produzidos, os fótons de raios X podem interagir com elétrons presentes na superfície da anã branca, coluna de acreção ou em material ao seu redor, como o disco de acreção. Essa interação pode ser por absorção fotoelétrica ou via espalhamento Compton. As leis da conservação da energia e do momento linear podem ser aplicadas para tratar esse efeito, relacionando a energia do fóton incidente ( $E_\gamma$ ) com a energia do fóton espalhado ( $E'_\gamma$ ), que depende do ângulo de espalhamento ( $\theta$ ) e da energia térmica associada à energia de repouso do elétron ( $m_e c^2$ ):

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 + \cos\theta)} \quad (1.33)$$

A reflexão, ou “reprocessamento”, dos fótons torna-se importante para raios X na faixa de 10-30 keV, resultando em um aumento no fluxo observado nessa faixa de energia conhecido como “*Compton hump*” (Mukai et al., 2015). No entanto, devido às limitações dos detectores em obter espectros em uma ampla faixa de energia, o “*Compton hump*” só foi detectado de forma inequívoca e quantificado por meio de observações conduzidas pelo NuSTAR, que ofereceu melhor resolução espectral na faixa de energia em que o efeito ocorre (Figura 1.12).

Diferentemente dos processos de emissão por *bremsstrahlung* e radiação *synchrotron*, o espalhamento Compton não produz novos fótons. Nesse efeito, os fótons de raios X primários - produzidos como consequência da acreção de matéria no sistema, que é a fonte primária de raios X - sofrem reprocessamento ao interagir com elétrons próximos à região onde foram criados. Outro indicativo de reprocessamento dos fótons é a detecção da linha em emissão por fluorescência de Ferro  $K_\alpha$  em 6,4 keV, que resulta da interação de raios X acima de 7 keV com elétrons da camada K em átomos de ferro altamente ionizados ou com baixa ionização (Mukai, 2017).

## 1.2.5 Absorção fotoelétrica

Antes de serem detectados, os fótons de raios X podem interagir com a matéria interestelar ou com o material próximo à sua fonte de emissão, resultando em

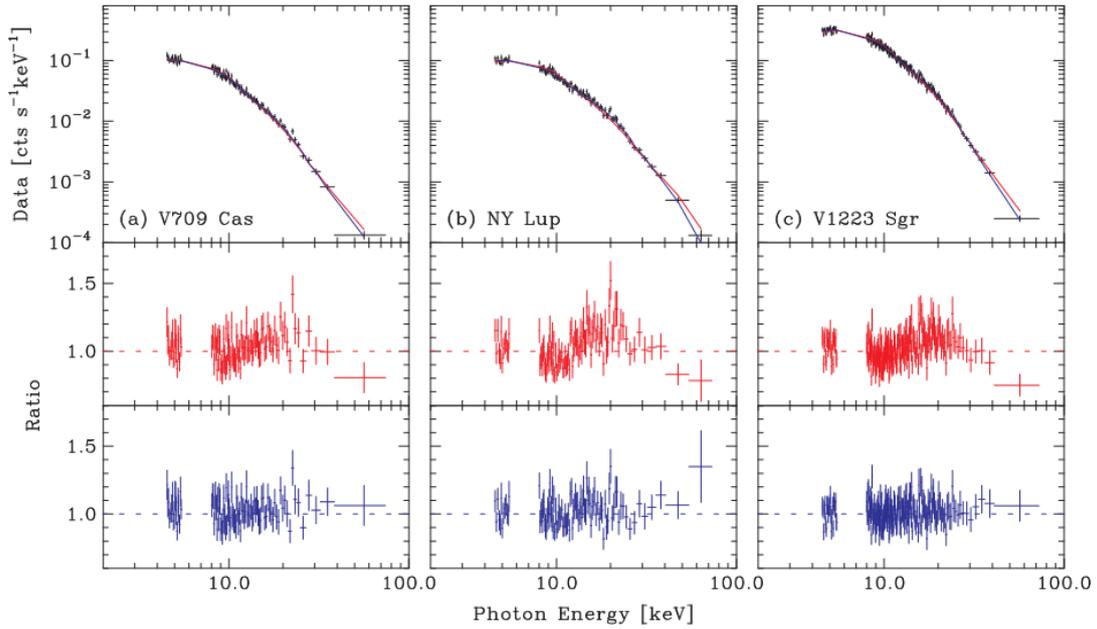


Figura 1.12 Detecção do *Compton hump* em VCs observada através dos dados obtidos pelo observatório de raios X NuSTAR. Painel inferior mostra a razão entre os espectros observados e o espectro ajustado através de dois modelos: um modelo térmico de emissão por *bremsstrahlung* (em vermelho) e um modelo térmico modificado por uma componente de reflexão (em azul), indicando que a reflexão é responsável pelo surgimento do *Compton hump*. (Fonte: Mukai et al., 2015).

sua absorção. Essas interações podem afetar tanto os fótons primários quanto os secundários. Como resultado, a intensidade da radiação observada após a interação com uma região absorvente pode ser significativamente reduzida em algumas frequências específicas, dependendo de propriedades da matéria envolvida. A intensidade da radiação ( $I_\nu$ ) após a interação com uma região absorvente é dada por:

$$I_\nu = I_{\nu 0} e^{-\sigma N_H} \quad , \quad (1.34)$$

onde  $I_{\nu 0}$  é a intensidade da radiação incidente,  $N_H$  é a densidade colunar expressa em contagem de átomos de hidrogênio em uma coluna que liga a fonte ao observador dada em  $cm^{-2}$ , e  $\sigma$  é a seção de choque do material. A seção de choque é uma medida da probabilidade de interação entre o fóton incidente e o material absorvente, expressa em unidades de área ( $cm^2$ ). Para raios X de baixas energias ( $E_x < 10$  keV) a absorção da radiação se dá via efeito fotoelétrico (Charles & Seward, 1995). Essa interação fóton-elétron resulta na ejeção de um elétron inicialmente ligado a um átomo quando a energia do fóton supera a energia de ligação do elétron com seu

núcleo (Bambi, 2021). Nesse contexto, a seção de choque varia com a energia do fóton ( $\sigma \propto Z/E^3$ ), o que implica que os raios X de baixa energia serão mais afetados pelo fenômeno de absorção, assim como os materiais de alto Z serão mais atenuadores da radiação. Em VCs magnéticos, geralmente há uma absorção complexa devido à interação dos raios X com a própria coluna de acreção ou com o material em torno da fonte (ver, por exemplo, Ross & Fabian, 1980). Isso significa que os raios X interagem com diferentes quantidades de material absorvedor antes de chegar ao observatório, o que torna o ajuste espectral mais complexo (e.g., Lopes de Oliveira & Mukai, 2019). No contexto deste trabalho, tanto modelos de absorção simples quanto modelos de absorção complexa são utilizados para descrever os espectros de raios X da AE Aqr. Esses modelos serão discutidos com mais detalhes na Seção 2.2.

### 1.3 AE Aquarii

AE Aquarii, doravante AE Aqr, é o alvo deste trabalho. A discussão sobre a natureza do sistema remonta aos anos 1930, quando vários cenários distintos foram propostos até que se chegasse ao consenso de que se trata de uma Variável Cataclísmica. Variações no brilho óptico levaram Zinner (1938) a sugerir que o sistema seria do tipo T Tauri. Em seguida, Henize (1949) observou variações de 0,5 magnitudes em sua curva de luz óptica, relatando explosões em pequenos intervalos de tempo, com as mais rápidas ocorrendo em intervalos de 15 minutos. Tais variações foram confirmadas por Lenouvel & Daguillon (1954), que observaram AE Aqr por 20 dias (68 horas) e registraram 80 explosões.

Entre 1943 e 1953, foram realizadas análises espectroscópicas em AE Aqr que levaram à descoberta de que se trata de um sistema binário de curto período orbital, composto por uma anã vermelha classificada como K e uma estrela quente da classe G. Essa descoberta foi possível através da observação de linhas em emissão intensas de H, He e CaII, que sugeriram a presença de uma fonte de alta temperatura (Joy, 1954). Crawford & Kraft (1956) ofereceram uma explicação para os súbitos aumentos de brilho observados, propondo que tais variações de brilho seriam causadas pela acreção de matéria da estrela quente. Posteriormente, foram observadas pulsações de 33s na emissão de AE Aqr por Patterson (1979) através da fotometria óptica e confirmadas em raios X (Patterson et al., 1980). As pulsações revelaram um período de rotação da anã branca ( $P_{rot} \sim 33 s$ ) muito menor que o período orbital do sistema ( $P_{orb} = 9,88 h$ ) e foram associadas a acreção de matéria na superfície da anã branca através de um disco de acreção (Patterson, 1979). No entanto, como será apresentado posteriormente, a existência de um disco de acreção é incerta.

O cenário atualmente aceito de AE Aqr consiste em um sistema binário do tipo Polar Intermediário que abriga uma anã branca magnetizada em alta rotação e um período orbital que está entre os mais longos em sua classe. O sistema está a uma distância de  $91,34_{-0,13}^{+0,12}$  pc conforme estimado a partir de astrometria disponibilizada pelo Gaia DR3 (Bailer-Jones et al., 2021). A inclinação  $i$  do plano orbital é de  $(58 \pm 6)^\circ$ , com o sistema sendo composto por estrelas com massas  $M_1 = 0,79 \pm 0,16M_\odot$  e  $M_2 = 0,50 \pm 0,10M_\odot$ , separadas por uma distância orbital  $a$  de  $1,75 \times 10^{11} cm$  (e.g. Casares et al., 1996). A estrela doadora de massa (estrela secundária  $M_2$ ) é de tipo espectral K3-K5 (Skidmore et al., 2003; Welsh et al., 1995), pertencendo à sequência principal ou sendo levemente evoluída. O sistema apresenta variações de brilho que no visível variam de  $m_v = 12$  na quiescência a  $m_v = 10$  em estado de alto brilho (Patterson, 1979). As variações de brilho são detectadas do rádio aos raios X e possivelmente raios Gamma em TeV. Devido à alta rotação da anã branca e ao seu campo magnético, que estima-se ser

da ordem de  $10^6$  G (Ikhsanov, 2012; Patterson, 1979), acredita-se que o sistema esteja em um estado de ejeção de matéria (estado *propeller*), como será visto a seguir.

### 1.3.1 Estado de hélice magnética da anã branca

O estudo das oscilações ópticas durante 14 anos observadas no período de rotação da anã branca em AE Aqr mostrou uma perda de energia rotacional (*spin-down*) a uma taxa de  $\dot{P}_{rot} = 5,64 \times 10^{-14} \text{ s s}^{-1}$  (de Jager et al., 1994), implicando numa luminosidade de *spin-down* de

$$L_{spin-down} = 6 \times 10^{33} \left( \frac{\dot{P}_{rot}}{5,64 \times 10^{-14} \text{ s s}^{-1}} \right) \left( \frac{P_{rot}}{33 \text{ s}} \right)^{-3} \text{ ergs}^{-1} \quad (1.35)$$

Isso revelou uma luminosidade de *spin-down* maior por duas ordens de grandeza quando comparada com a luminosidade em raios X e UV ( $L_x = L_{UV} \sim 10^{31} \text{ ergs}^{-1}$ , Eracleous et al., 1994; Patterson et al., 1980), interpretadas como sendo devidas à acreção de matéria na superfície da anã branca. Essas luminosidades acarretam em uma taxa de acreção da ordem de  $\dot{M} \sim 10^{-12} M_{\odot}/\text{ano}$ , mostrando-se inferior à taxa de acreção esperada via luminosidade de *spin-down* ( $\dot{M} \sim 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ ; Wynn et al., 1997). Isso sugere que somente uma fração da matéria em acreção atinge a superfície da primária, enquanto a maior parte da matéria é ejetada para fora do sistema em um regime *propeller*.

Wynn et al. (1997) e Welsh et al. (1998) concluíram, via tomografia Doppler da linha de emissão  $H_{\alpha}$ , que a ausência de um perfil de pico duplo era um indicativo da ausência de um disco de acreção no sistema. Isso sugere que as linhas de campo magnético em alta rotação expõem a maior parte da matéria (regime *propeller*, por exemplo, Eracleous & Horne, 1996; Wynn et al., 1997) não permitindo a formação de um disco de acreção. Esse modelo explica a baixa luminosidade em raios X e UV e, por consequência, a baixa taxa de acreção do sistema. Nesse modelo de hélice magnética, o fluxo de acreção não é contínuo, mas sim fragmentado em bolhas. Essas bolhas, por sua vez, interagem com as linhas de campo magnético da primária em alta rotação sendo assim afastadas para longe do sistema, como ilustra a Figura 1.13.

Wynn et al. (1997) e Welsh et al. (1998) argumentaram sobre a hipótese de que o sistema alterne entre períodos em que a acreção se dá via disco e períodos em que a acreção se dá via magnetosfera. Assim, AE Aqr tornou-se e ainda é considerada a única CV do tipo polar intermediária em que se acredita que sua

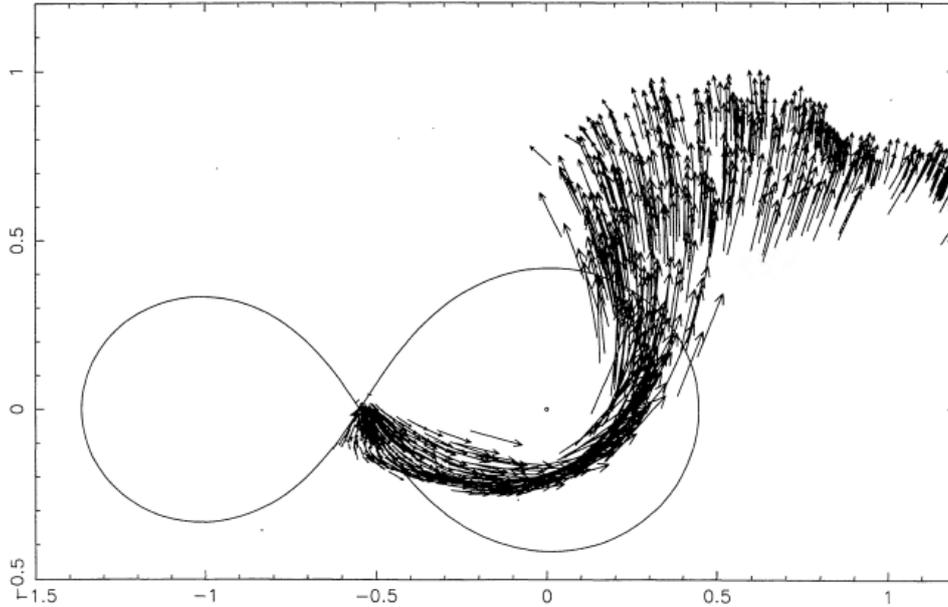


Figura 1.13 Modelo de hélice magnética em AE Aqr. ( Fonte: [Wynn et al., 1997](#)).

emissão é parcialmente decorrente de um regime *propeller*.

### 1.3.2 Emissão em raios X

AE Aqr também apresenta peculiaridades na emissão de raios X, que, em conjunto com divergências nos resultados e interpretações, geram debates acerca dos mecanismos de emissão e da localização da fonte de raios X do sistema. Os espectros de raios X de AE Aqr obtidos com o observatório de raios X *Einstein*, em 1991, foram descritos por [Eracleous et al. \(1991\)](#) com um modelo térmico de *bremsstrahlung* com temperatura de aproximadamente 1 keV. A luminosidade inferida foi de  $10^{31} \text{erg s}^{-1}$  na faixa de 1-3,5 keV em 0,3-12 keV.

[Reinsch et al. \(1995\)](#) modelaram os espectros ROSAT usando um modelo de lei de potência mais linhas de emissão. Os autores confirmaram a modulação de fluxo de 33 segundos descoberta por [Patterson \(1979\)](#) e [Patterson et al. \(1980\)](#). Eles concluíram que as variações de fluxo observadas nos períodos de aumento de brilho da fonte são causadas por uma variação na área de emissão.

[Osborne et al. \(1995\)](#) argumentaram, com base em observações em UV e raios X, que grande parte da luminosidade observada em AE Aqr não é proveniente da acreção de matéria na anã branca. Eles observaram que o fluxo de raios X modulados não apresentava aumento durante os períodos de alto brilho. Os autores sugeriram que a ocorrência do aumento de brilho se dá em uma região entre as duas estrelas.

Analisando os dados das observações feitas pelos telescópios de raios X Ginga e ASCA em 1988 e 1995, respectivamente, [Choi et al. \(1999\)](#) relataram a detec-

ção de pulsações de perfil senoidal em períodos de  $\sim 33$  s como mostra a Figura 1.14.

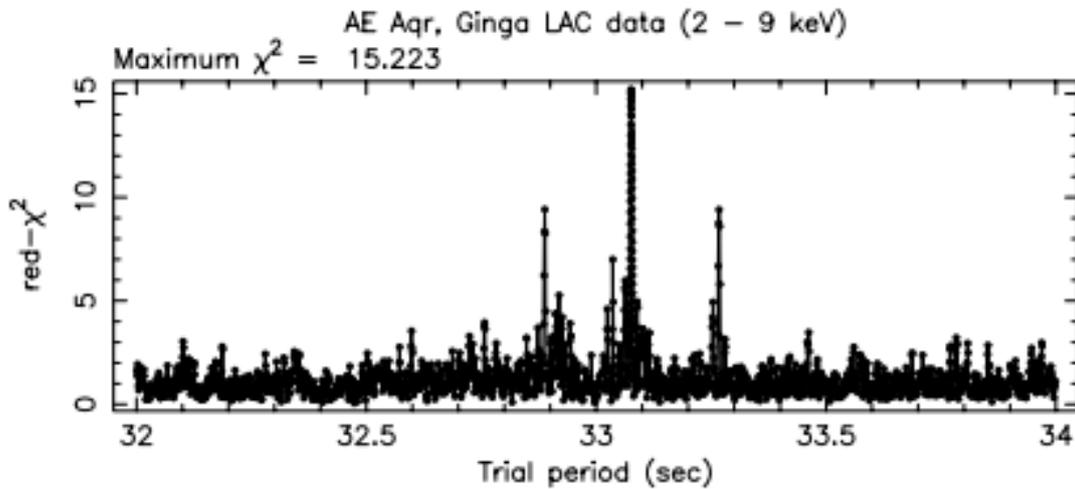


Figura 1.14 Período de pulso dos dados GINGA em faixas de energias de 2-9 keV, destacando um período de aproximadamente 33 s. (Fonte: Choi et al., 1999).

O espectros Ginga e ASCA na banda de energia de 4-10 keV foram descritos por um modelo de plasma térmico de duas temperaturas. Os resultados mostram uma temperatura mínima para o espectro médio da fonte (espectros de toda a observação) de  $\sim 0,68_{-0,02}^{+0,01}$  keV e máxima de  $2,9_{-0,2}^{+0,3}$  keV. Para os espectros correspondentes aos estados de baixo brilho e alto brilho, as temperaturas máximas foram de  $2,9_{-0,3}^{+2,8}$  keV e  $3,1 \pm 0,4$  keV, respectivamente. Esses resultados, aliados à detecção de raios X pulsados, foram interpretados como sendo devidos à acreção de matéria no polo magnético da anã branca. A Figura 1.15 mostra o espectro de raios X ajustado com um modelo térmico de duas temperaturas.

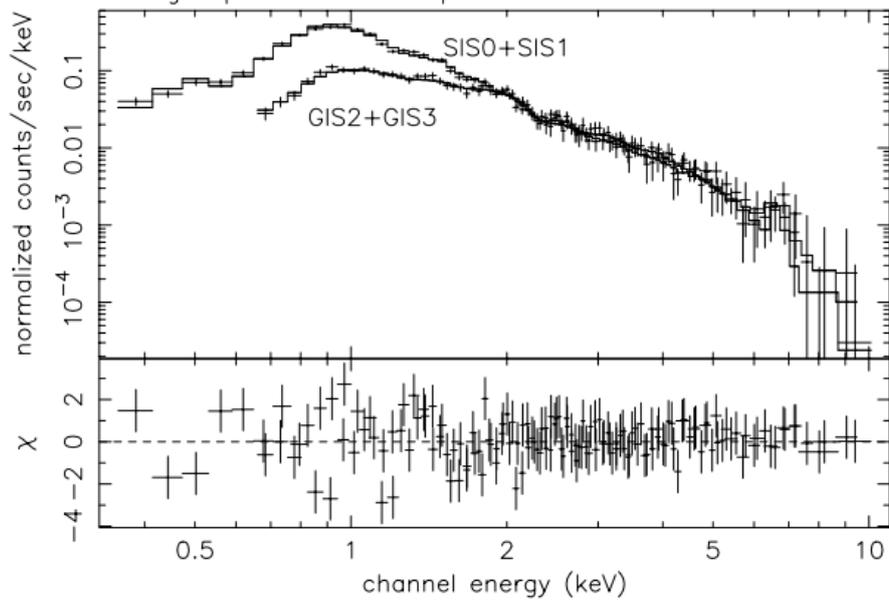


Figura 1.15 Espectros em raios X obtidos com o telescópio Ginga ajustados com um modelo térmico de duas temperaturas. (Fonte: [Choi et al., 1999](#)).

[Itoh et al. \(2006\)](#) relataram a presença de linhas de emissão da camada K semelhantes a hidrogênio e hélio nos espectros obtidos pelo *XMM-Newton* em 2001, indicando que o plasma emissor de raios X é opticamente fino e que sua emissão térmica tem maior contribuição na produção de raios X moles ( $E_x < 10$  keV) (Fig 1.16). Os autores argumentaram que a emissão observada em raios X pode ser descrita por uma composição de quatro plasmas, com temperaturas variando de  $\sim 0,15$  a  $4,60$  keV. É relevante notar que tanto a temperatura mais alta encontrada nesse estudo como o da análise feita por [Choi et al. \(1999\)](#), [Eracleous et al. \(1991\)](#) e [Osborne et al. \(1995\)](#) são significativamente inferiores às temperaturas normalmente observadas em colunas de acreção de PIs. Além disso, as medidas de emissão dos diferentes plasmas determinadas por [Itoh et al. \(2006\)](#) não exibem uma tendência crescente com a temperatura, o que é inconsistente com a tendência observada nas colunas de acreção pós-choque de mVCs. Isso argumenta, portanto, que o plasma emissor de raios X não se encontra na coluna magnética.

[Itoh et al. \(2006\)](#) sustentaram seu argumento com base na estimativa da densidade eletrônica do plasma emissor de raios-X a partir dos espectros de alta resolução do *XMM-Newton*. A análise foi baseada na relação de intensidade das linhas de intercombinação, recombinação e proibidas dos tripletos He $\alpha$  NVI e OVII e NeIX. Tal análise revelou uma baixa densidade eletrônica ( $n_e \sim 10^{11} \text{cm}^{-3}$ ) quando comparada às densidades de plasmas em regiões pós-choque de colunas de acreção de variáveis cataclísmicas ( $n_e \sim 10^{16} \text{cm}^{-3}$ ; [Frank et al., 2002](#)). A partir da

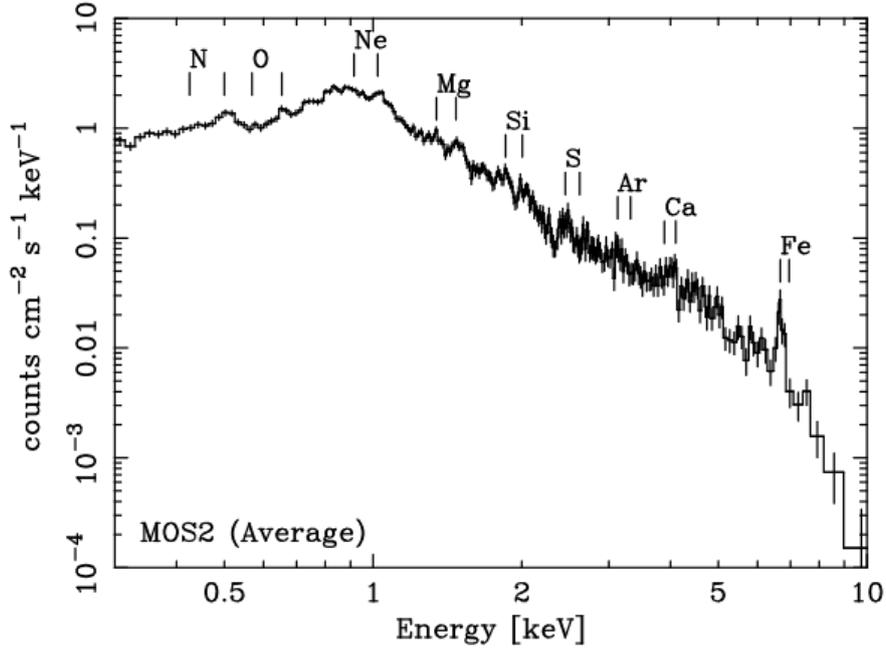


Figura 1.16 Espectro de raios X de AE Aqr obtido com o instrumento MOS2 do satélite *XMM-Newton* em faixas de energia de 0,3 a 10 keV, ajustado a partir de um modelo térmico de quatro temperaturas. (Fonte: [Itoh et al., 2006](#)).

densidade e da medida de emissão média ( $EM \sim 10^{53} \text{ cm}^{-3}$ ), foi possível obter a extensão linear  $l$  do plasma emissor de raios X, que neste caso foi de

$$l = \left( \frac{EM}{n_e^2} \right)^{1/3} = 2 - 3 \times 10^{10} \text{ cm} \quad (1.36)$$

revelando-se muito maior que o raio da anã branca ( $R_{AB} \sim 10^8 \text{ cm}$ ), o que não está de acordo com o modelo de [Aizu \(1973\)](#) em que  $h_c < R_{AB}$ . A partir dessas descobertas, os autores sugeriram que os raios X produzidos pelo plasma em acreção em AE Aqr não têm origem na coluna de acreção pós-choque, mas podem estar relacionados à interação entre o fluxo de matéria proveniente da estrela secundária em forma de bolhas de plasma e as linhas de campo magnético de alta rotação da estrela primária, como proposto anteriormente por [Wynn et al. \(1997\)](#).

De acordo com esse cenário, a emissão em raios X ocorre em uma região onde se observa a temperatura máxima. Considerando que  $kT_{max} \sim 4,6 \text{ keV}$  seja devido à liberação de energia gravitacional, o raio onde ocorre o aquecimento, ou seja, o raio de termalização ( $r_{ter}$ ), pode ser obtido por

$$\frac{3}{2}kT_{max} \sim \frac{GM_1\mu m_H}{r_{ter}}, \quad (1.37)$$

o que mostra que o plasma está sendo aquecido por interação a uma distância de  $\sim 10^{10} \text{ cm}$  da anã branca. Esse valor excede o raio de corotação esperado para o material em queda, que corresponde a

$$r_c = 1,42 \times 10^9 \left( \frac{M_1}{0,79 M_\odot} \right)^{1/3} \left( \frac{P_{rot}}{33 \text{ s}} \right)^{2/3} \text{ cm}. \quad (1.38)$$

Logo, se tal interação do plasma ocorre a uma distância  $r \sim r_{ter}$  maior que  $r_c$ , isso satisfaz a condição para que seja expelido por meio da ação da hélice magnética da anã branca em AE Aqr. Por outro lado, [Mauche \(2009\)](#) mostrou, com base em espectroscopia de alta resolução conduzida pelo observatório em raios X Chandra em 2005, que a densidade do plasma emissor, a partir da análise de tripletos  $\text{He}\alpha$ , OVII, NeIX, MgXI e SiXIII, é da ordem de  $n_e \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Tal valor está em desacordo com o trabalho anterior e a favor da emissão ser associada a matéria em coluna de acreção, como previsto pelos modelos de acreção de mVCs. Além disso, as larguras das diferentes linhas apresentam diferentes velocidades, variando de  $510 \text{ km s}^{-1}$  (linha do OVII) a  $820 \text{ km s}^{-1}$  (linha do SXIV). Tais valores contradizem o cenário de acreção magnetosférica, no qual a velocidade de rotação projetada considerando o plasma preso e forçado a girar com as linhas de campo magnético da anã branca é de  $1150 \text{ km s}^{-1}$ . O autor concluiu com base nesse estudo que a fonte dominante em raios X é de alta densidade e encontra-se próxima da anã branca.

[Choi & Dotani \(2006\)](#) analisaram os mesmos dados fotométricos e espectroscópicos obtidos pelo satélite XMM-Newton em 2001, que foram estudados por [Itoh et al. \(2006\)](#). Os autores destacaram a presença de variação de brilho da fonte tanto em raios X como em UV, em que a fonte encontra-se em estado de baixo brilho seguido por um aumento significativo de brilho, acompanhado por variações menores (*flickerings*). De acordo com os autores, as variações em raios X e UV aconteceram ao mesmo tempo, sem qualquer atraso significativo (Figura 1.17).

[Choi & Dotani \(2006\)](#) relataram que a amplitude do *flickering* é maior durante o alto brilho. Isso sugere a existência de dois locais para produção de raios X no sistema: um próximo à superfície da anã branca e outro gerado por bolhas de plasma que interagem com o material próximo à magnetosfera da primária. Essa hipótese é

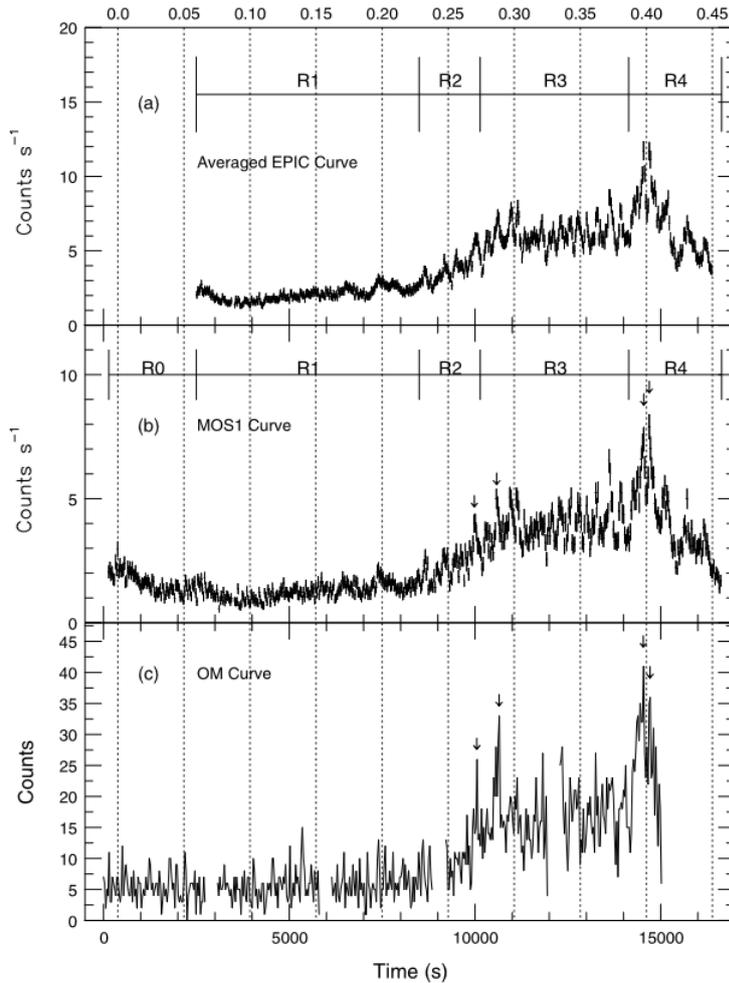


Figura 1.17 Curvas de luz de AE Aqr obtidas através de observações do XMM-Newton. As curvas de luz em raios X são mostradas no quadro a) para o monitor PN e no quadro b) para o MOS1, enquanto a curva de luz em UV é apresentada no quadro c) para o monitor óptico (OM). (Choi & Dotani, 2006).

consistente com as ideias apresentadas por Wynn et al. (1997), Welsh et al. (1993) e Itoh et al. (2006).

Além disso, a temperatura mais alta do plasma obtida durante no estado de alto brilho da fonte ( $kT \sim 6,6$  keV), a partir do ajuste de um modelo de quatro plasmas térmicos, corrobora a ideia de um choque moderado da matéria em acreção. Os autores sugerem que parte da matéria em acreção é responsável pela produção de raios X não pulsados.

Essa interpretação foi sustentada por [Oruru & Meintjes \(2012\)](#), que realizaram um estudo abrangente de AE Aqr a partir de observações realizadas em 2005 pelos satélites Swift e Chandra. Seus resultados confirmaram a presença de emissão de raios X pulsantes no período de rotação da anã branca. Segundo os autores, parte dos raios X produzidos no sistema origina-se da dissipação de uma pequena fração da energia potencial gravitacional no raio magnetosférico da anã branca, enquanto a outra parte é resultado da acreção em sua superfície.

### 1.3.3 Emissão não-térmica em AE Aqr

AE Aqr tem sido detectada em várias faixas de energia, abrangendo rádio ([Abada-Simon et al., 1993](#); [Bastian et al., 1988](#); [Bookbinder & Lamb, 1987](#)), óptica ([Bruch, 1991](#); [Patterson, 1979](#); [Zinner, 1938](#)), ultravioleta ([Choi & Dotani, 2006](#); [Eracleous et al., 1994](#); [Patterson et al., 1980](#)), raios X ([Choi & Dotani, 2006](#); [Choi et al., 1999](#); [Eracleous et al., 1991](#); [Itoh et al., 2006](#); [Kitaguchi et al., 2014](#); [Osborne et al., 1995](#); [Patterson et al., 1980](#); [Reinsch et al., 1995](#); [Terada et al., 2008](#)), e possivelmente raios Gamma ([Aleksić et al., 2014](#); [Li et al., 2016](#); [Meintjes et al., 1994, 1992](#)).

O sistema foi primeiramente observado em rádio pelo telescópio *Very Large Array* (VLA) ([Bookbinder & Lamb, 1987](#)). Variabilidade nas curvas de luz em rádio foram observadas posteriormente por [Abada-Simon et al. \(1993\)](#). O espectro em rádio integrado foi bem ajustado por um modelo de lei de potência com um índice espectral de  $\Gamma \sim 1,8$ . Os estados de alto brilho detectados nas curvas de luz de rádio (Figura 1.18) foram atribuídos a mecanismos de emissão não-térmicos associados à radiação *synchrotron* de elétrons acelerados pelas linhas de campo magnético em rotação da estrela primária ([Bastian et al., 1988](#); [Bookbinder & Lamb, 1987](#)). Estes resultados sugeriram que AE Aqr pode ser uma fonte intensa de raios Gamma.

Os primeiros relatos de detecção de raios Gamma em AE Aqr surgiram por volta de 1990. As observações nas bandas de raios Gamma e óptico mostram forte correlação entre os pulsos ópticos e de raios Gamma em TeV ([Meintjes et al., 1994, 1992](#)). No entanto, as tentativas posteriores de detectar raios Gamma em TeV em AE Aqr, realizadas pelo telescópio *Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescopes* (MAGIC) ([Aleksić et al., 2014](#)) e pelo *Fermi Large Area Telescope* (LAT) ([Li et al., 2016](#)) falharam, deixando dúvidas sobre AE Aqr ser uma fonte de raios Gamma de altas energias.

Indícios de emissão não-térmica no sistema também foram encontrados através de observações em raios X. Essa descoberta levou [Terada et al. \(2008\)](#) a argumentar

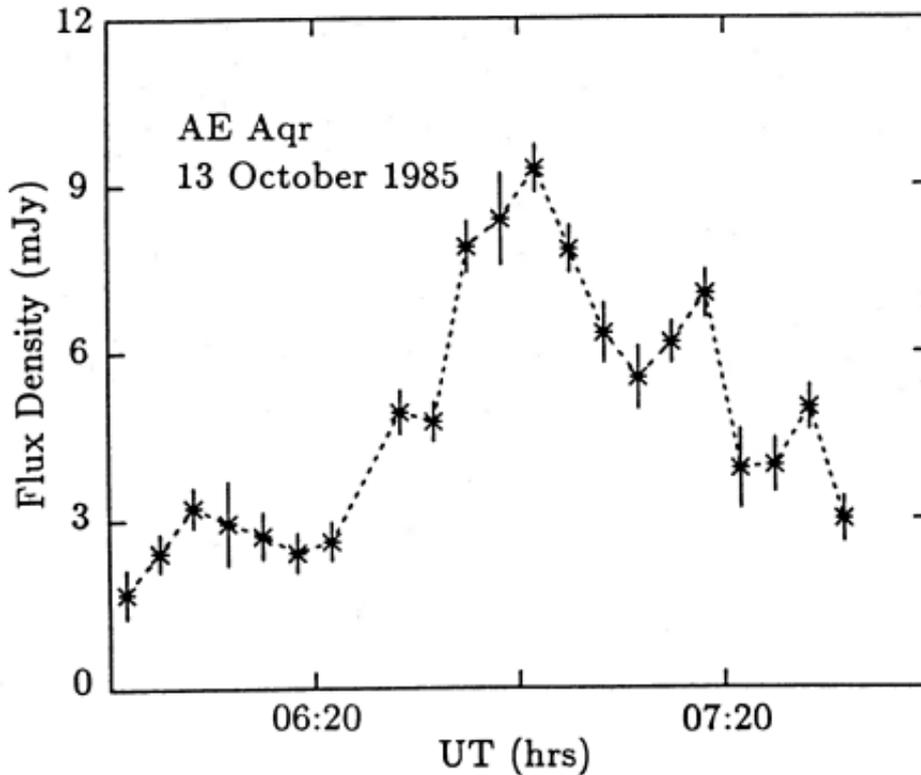


Figura 1.18 Curva de luz na banda de rádio obtida através de observações do VLA. (Bastian et al., 1988).

que, além da emissão térmica, existe uma componente não-térmica pulsante originada por partículas carregadas sendo aceleradas por campos magnéticos no sistema. A Figura 1.19 apresenta o periodograma aplicado aos dados fotométricos da observação Suzaku, destacando as pulsações de  $\sim 33$  segundos na faixa de energia de 13-30 keV.

Os espectros do Suzaku na faixa de energia de 0,5-25 keV foram descritos por um modelo de plasma térmico de duas temperaturas, com a adição de uma componente não-térmica representada por uma lei de potência com índice espectral  $\Gamma = 1,12$ . Terada et al. (2008) mostraram que a luminosidade em raios X duros ( $L_{X,duros} \leq 5,3 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ ) corresponde a cerca de 0,1% da luminosidade de *spin-down*. Os autores argumentaram que essa fração da luminosidade de *spin-down* se deve a aceleração de partículas em um fenômeno análogo ao que ocorre em pulsares, com emissão induzida por rotação. O mecanismo por trás desse efeito foi associado à radiação *synchrotron*, reforçando a hipótese da ejeção de matéria no sistema. No entanto, os autores também demonstraram que o excesso de raios X duros, ao invés de não-térmicos, pode ser devido a uma componente térmica quente ( $kT \sim 54 \text{ keV}$ ).

Observações conduzidas pelos satélites Swift e NuSTAR foram exploradas juntas, cobrindo uma faixa espectral de 0,5-25 keV, por Kitaguchi et al. (2014). O ajuste

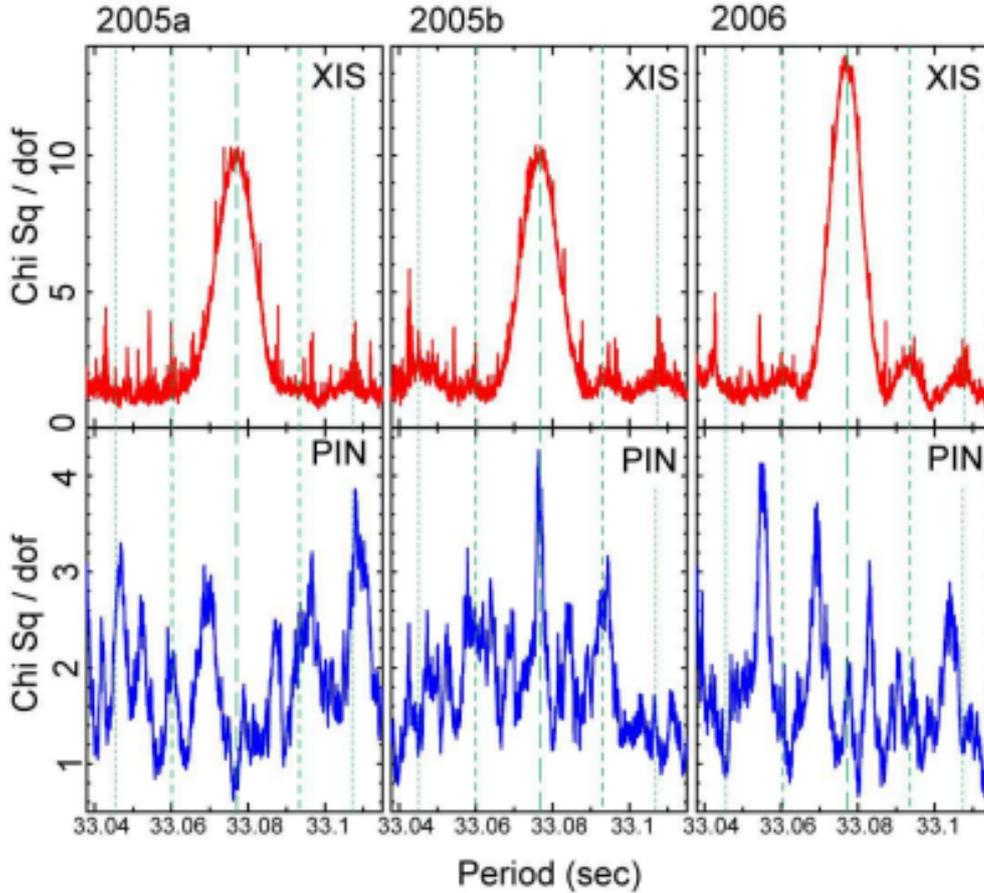


Figura 1.19 Periodogramas aplicado aos dados dos instrumentos Suzaku/XIS e HXD-PIN indicam a detecção das pulsações de 33 segundos na faixa de energia de 13 a 30 keV em AE Aqr. (Terada et al., 2008).

de um modelo com componentes puramente térmicas resultou em uma temperatura de  $kT \sim 9$  keV para o plasma mais quente, sendo de 2,29 keV e 0,75 keV para as outras componentes térmicas. A luminosidade na faixa de 0,5-10 keV inferida para uma distância de 100 pc foi da ordem de  $10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ , se mostrando inferior as luminosidades de raios X esperada em IPs, em acordo com as luminosidades obtidas em trabalhos anteriores Choi et al. (1999); Eracleous et al. (1994); Itoh et al. (2006); Terada et al. (2008). Com o intuito de verificar a hipótese dos raios X duros não-térmicos levantada por Terada et al. (2008), os autores ajustaram simultaneamente um modelo de emissão térmica multi-temperaturas com a contribuição de uma componente não-térmica do tipo lei de potência (Figura 1.20). Os resultados mostraram um valor do índice de lei potência de  $2,5 \pm 0,2$  e temperatura máxima consistente com a derivada por Itoh et al. (2006) através do XMM-Newton, e portanto muito abaixo dos valores de temperaturas de choque encontradas em outras IPs ( $> 10$  keV).

Kitaguchi et al. (2014) sugeriram duas modificações que tornam o cenário

de acreção em AE Aqr compatíveis com as observações do Swift e NuSTAR: (i) os raios X são produzidos através da acreção de matéria na superfície da primária, sendo que a altura na qual ocorre o choque é da ordem do raio da anã branca ( $h \sim R_{AB}$ ), o que vai de encontro com o modelo proposto por Aizu (1973) em que  $h \ll R_{AB}$ , (ii) forte perda radiativa por emissão *cyclotron* na banda do infravermelho. Esse efeito passa a se torna importante se a intensidade do campo magnético na superfície da primária for significativo.

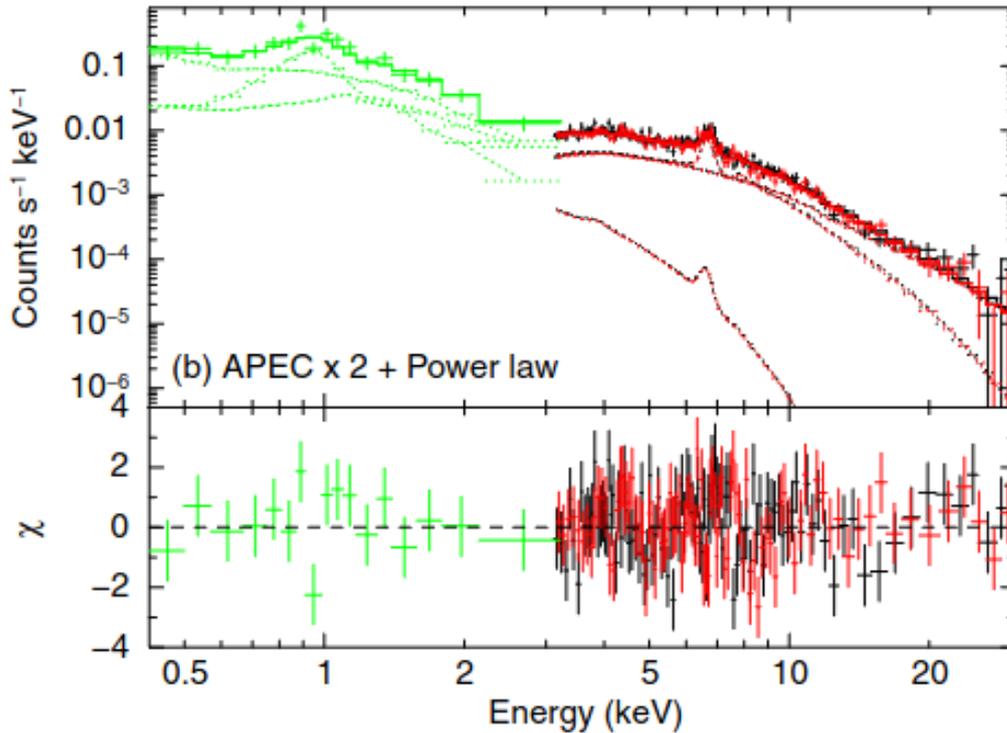


Figura 1.20 Espectros de raios X de AE Aqr, mostrando o espectro do Swift/XRT em verde e do NuSTAR/FPMA e FPMB em vermelho e preto, respectivamente, ajustados com um modelo térmico de duas temperaturas mais uma componente não-térmica. (Kitaguchi et al., 2014).

### 1.3.4 Motivação científica

Desde as primeiras observações realizadas via raios X, estudadas por Patterson et al. (1980), a natureza da emissão e o local de produção dos raios X em AE Aqr têm sido objetos de debate na comunidade científica. Por um lado, uma questão em aberto é se a fonte primária de raios X está localizada nas proximidades da anã branca ou se está em sua magnetosfera. O regime *propeller* da anã branca tem sido apontado como uma explicação plausível para a natureza das propriedades observadas na fonte, especialmente nas observações via raios X, que são o foco principal

de nossa pesquisa. No entanto, questões como a presença de uma componente de emissão não-térmica e se esta é mostrada através de raios X duros (com energia acima de 10 keV) ainda estão em discussão, conforme apontado por [Terada et al. \(2008\)](#) e [Kitaguchi et al. \(2014\)](#). Embora diversos trabalhos realizados sobre AE Aqr tenham considerado o aquecimento por choque seguido do resfriamento plasma, todos foram baseados em modelos de plasmas discretos (por exemplo, [Choi & Dotani, 2006](#); [Choi et al., 1999](#); [Itoh et al., 2006](#); [Kitaguchi et al., 2014](#); [Mauche, 2009](#); [Osborne et al., 1995](#); [Terada et al., 2008](#)). Nenhum desses estudos levou em consideração um modelo de fluxo de resfriamento (*cooling-flow*) previsto pelo modelo de acreção via coluna magnética em mVCs ([Aizu, 1973](#)) e que vem sendo observado na emissão em raios X de PIs, conforme demonstrado por [Mukai et al. \(2003\)](#), [Luna et al. \(2015\)](#) e [Lopes de Oliveira & Mukai \(2019\)](#). Dessa forma, é necessário avançar na distinção entre um modelo puramente térmico, com plasmas discretos, e um modelo do tipo fluxo de resfriamento. Além disso, é importante revisar a necessidade de incluir uma componente não-térmica secundária na descrição dos espectros em raios X de AE Aqr. Os trabalhos realizados por [Terada et al. \(2008\)](#) e [Kitaguchi et al. \(2014\)](#) indicaram a existência de uma componente não-térmica em raios X duros e que se deviam a aceleração de partículas carregadas pelas linhas de campo magnético da anã branca. Ainda que a existência de uma componente não-térmica em raios X duros pode indicar a aceleração de partículas carregadas por linhas de campo magnético da anã branca, nem o trabalho com o Suzaku ([Terada et al., 2008](#)) nem o com Swift+NuSTAR ([Kitaguchi et al., 2014](#)) consideraram a hipótese dessa componente ser devido ao espalhamento Compton associada ao reprocessamento dos raios X primários na superfície da anã branca ou no material ao seu entorno, como é tipicamente observado em IPs [Mukai et al. \(2015\)](#).

Este trabalho se propõe a adicionar novas informações com o intuito de contribuir para a elucidação dos mecanismos físicos por trás da emissão em raios X de AE Aqr. Para isso, revisitamos os dados fotométricos e espectroscópicos em raios X de AE Aqr que foram obtidos pelos satélites XMM-*Newton*, NuSTAR e Swift explorando-os em conjunto sob luz de duas abordagens inéditas para o sistema: (i) avaliar se a hipótese de um plasma em resfriamento (*cooling-flow*) é válida para descrever os espectros em raios X observados de AE Aqr, (ii) verificar se há um excesso em raios X duros (10-30 keV) e se tal excesso pode ser explicado por meio do espalhamento Compton, que pode ser um indicativo de que há reflexão de raios X primários na superfície da anã branca, em seu disco de acreção ou em material em sua vizinhança.

## Capítulo 2

# Observatórios de raios X e modelagem espectral com o XSPEC

### 2.1 Satélites de raios X

Diferentemente da radiação óptica, os raios X, ao incidirem em um determinado material, penetram ou são absorvidos, dependendo da espessura do material (Arnaud et al., 2011). Isso ocorre devido às altas energias que compreendem a faixa dos raios X (0,1-100 keV), o que faz com que os materiais sejam transparentes a essa radiação. Por isso, os espelhos em telescópios de raios X são dispostos em um ângulo muito pequeno de incidência rasante (*grazing incidence*), permitindo que os raios X sejam direcionados com precisão para o ponto focal (vide Figura 2.1).

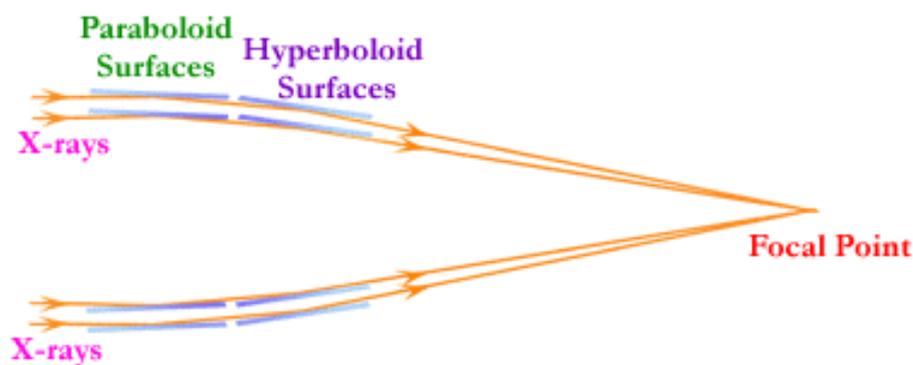


Figura 2.1 Esquema ilustrativo da técnica de ângulo de raspagem utilizada em telescópios de raios X. Créditos: NASA.

Quando os fótons atingem o detector CCD <sup>1</sup>, ele é capaz de registrar a posição, energia e tempo de chegada dos fótons incidentes, através dos chamados eventos de raios X em que cada detecção será considerada um evento. Isso nos fornece informações que nos permitem construir curvas de luz, através do número de fótons coletados em um determinado intervalo de tempo, a construção de imagens por meio do mapeamento da energia e posição dos fótons, e a construção de espectros a partir da distribuição dos fótons em faixas específicas de energias. Esses produtos (curvas de luz, imagens e espectros) nos permitem estudar os processos físicos que deram origem a esses fótons, permitindo uma análise detalhada dos fenômenos subjacentes às fontes de raios X.

Tanto para a construção de espectros quanto para realizar o ajuste espectral, é necessário ter informações instrumentais adicionais. Essas informações são fornecidas pelo *rmf* (*Response Matrix File*, ou Arquivo de Matriz de Resposta) e pelo *arf* (*Ancillary Response File*, ou Arquivo de Resposta Auxiliar). O *rmf* descreve como o instrumento responde aos fótons de diferentes energias, considerando a resolução espectral. Ele nos fornece informações sobre como os fótons são detectados e registrados pelo instrumento em diversas faixas de energia. Por sua vez, o *arf* nos fornece informações sobre a área efetiva de telescópio, eficiência quântica da detecção do fóton (*contagens/fóton*), transmissão dos filtros, dentre outros aspectos técnicos.

A área efetiva do telescópio é o produto entre a área geométrica e a eficiência dessa área em coletar e detectar fótons (Bambi, 2021). Em outras palavras, quanto maior a área efetiva do telescópio, maior será sua capacidade de coletar fótons durante um determinado intervalo de tempo. A Figura 2.2 apresenta a área efetiva dos telescópios pertencentes à geração atual de satélites de raios X, como NuSTAR, XMM-Newton, Chandra, Suzaku e Swift.

A resolução espectral mencionada no texto acima refere-se à capacidade do detector em distinguir diferenças entre as energias dos fótons incidentes. A resolução de energia  $R$  é dada pela razão entre a menor variação em energia  $\Delta E$  para uma determinada energia  $E$ .

$$R = \frac{E}{\Delta E} \tag{2.1}$$

---

<sup>1</sup>Consiste em chips semicondutores que convertem a energia dos fótons incidentes em cargas elétricas, as quais são armazenadas em *pixels*. Quando a carga elétrica é lida pelo CCD, a intensidade do fóton que atingiu o pixel pode ser determinada, permitindo a formação de uma imagem.

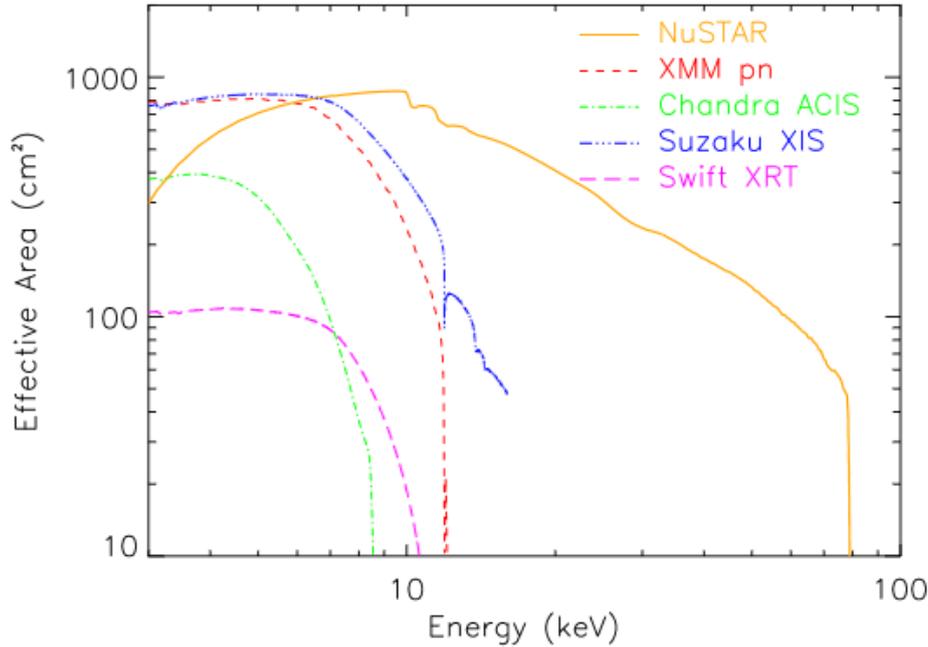


Figura 2.2 Área efetiva dos telescópios em raios X NuSTAR, XMM-*Newton* (instrumento PN), Chandra (instrumento ACIS), Suzaku (instrumento XIS) e Swift (instrumento XRT). A descrição da legenda pode ser consultada na figura (Fonte: Harrison et al., 2013).

Quanto maior o valor de  $R$ , maior será a resolução espectral, permitindo que as linhas de emissão se destaquem em relação ao contínuo, além de possibilitar a distinção entre diferentes linhas de emissão (Arnaud et al., 2011). Missões como XMM-*Newton*, NuSTAR e Swift são baseados em detectores CCDs de baixa resolução espectral. Por outro lado, instrumentos de alta resolução espectral, como os RGS (*Reflection Grating Spectrometer*) a bordo do XMM-*Newton* e o HETGS (*High Energy Transmission Grating Spectrometer*) a bordo do Chandra, são baseados em dispersão dos fótons de raios X com  $R$  máximo de 800 para o RGS e de até 1000 para o HETGS.

### 2.1.1 Observatório espacial XMM-*Newton*

O XMM-*Newton* é um observatório espacial projetado para investigar fontes astronômicas na faixa de raios X e no óptico/UV. Cada um dos três telescópios de raios X do XMM-*Newton* possui 58 espelhos que direcionam os raios X para cinco instrumentos: o RGS1 e o RGS2, chamados de *Reflection Grating Spectrometer*, que são responsáveis pela espectroscopia de dispersão, e três câmeras CCD que compõem a câmera EPIC (*European Photon Imaging Cameras*).

A radiação é direcionada para os focos principais de cada um dos telescópios,

onde estão localizadas as câmeras EPIC. Um dos telescópios é dedicado exclusivamente à câmera PN, conforme mostrado na Figura 2.3 à esquerda. Nos focos secundários dos outros dois telescópios, que alimentam as câmeras MOS1 e MOS2, encontram-se os detectores RGS1 e RGS2. A Figura 2.3 à direita ilustra o caminho óptico nesses dois últimos telescópios, onde aproximadamente 44% da radiação é direcionada ao foco principal, onde estão localizadas as câmeras MOS, enquanto 40% da radiação é dispersa pelas redes de difração, direcionando-a aos detectores RGS. O restante da radiação é absorvida pelo material que compõe as redes de difração.

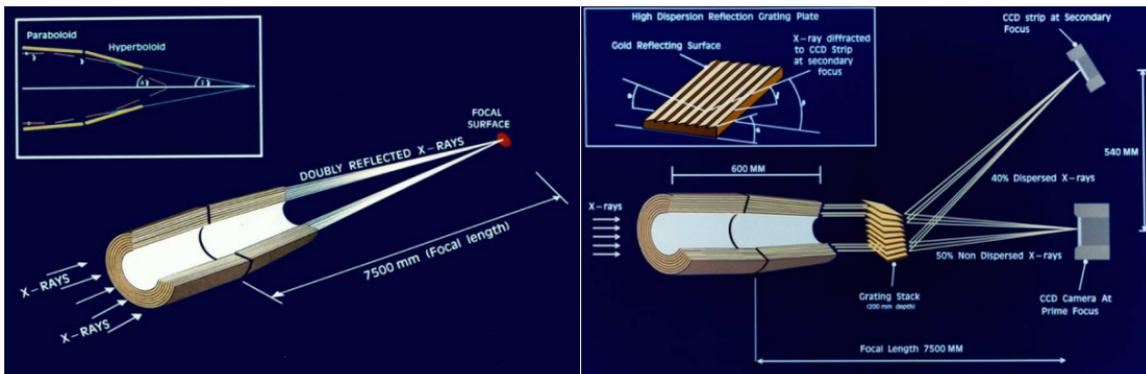


Figura 2.3 Esquema ilustrando o caminho dos fótons de raios X no XMM-Newton. Figura reproduzida do manual XMM-Newton Users Handbook

### Características instrumentais

**Instrumentos EPIC (MOS1, MOS2 e PN)** - Cada câmera EPIC é composta por um conjunto de CCDs sensíveis aos raios X. As câmeras EPIC oferecem uma resolução espectral de aproximadamente  $E/\Delta E \sim 20 - 50$  e uma resolução espacial com um FWHM (*Full Width at Half Maximum*) de 6". Essas câmeras abrangem uma ampla faixa de energia, de 0,1 a 15 keV, enquanto a faixa de 0,3 a 12 keV é comumente utilizada análises científicas por estar nela a melhor descrição de resposta espectral.

- **MOS1 e MOS2 (*Metal Oxide Semiconductor*)** - As câmeras MOS1 e MOS2 possuem 7 conjuntos de CCDs iluminados pela frente (*fronte illuminated*). Cada conjunto de CCDs da MOS possui uma área de 600 x 600 pixels, o que corresponde a uma área de cobertura do céu de  $10,9' \times 10,9'$ .
- **PN** - É composta por um mosaico de 12 CCDs (*back-illuminated*) que cobrem uma área de detecção de  $1024 \times 768$  pixels, correspondendo a uma área

aproximada de  $13,6' \times 4,4'$  no céu. Devido a estar localizada no foco primário e receber uma maior quantidade de fótons em comparação com a MOS, a PN apresenta contagens de detecção mais elevadas. Além de possuir um tempo de leitura mais rápido e maior eficiência quântica do que os CCDs MOS.

**RGS1 e RGS2** - Os RGS são espectrômetros baseados na dispersão dos raios X através de um conjunto de grades de reflexão (RGA). A radiação atinge a grade de dispersão em um ângulo de incidência  $\alpha$  e é dispersa com um ângulo  $\beta$  que depende do comprimento de onda dos raios X. Dessa forma, a ordem espectral dependerá do ângulo de incidência e do ângulo de dispersão. Os fótons detectados serão aqueles que têm comprimentos de onda que se encontram dentro da faixa espectral permitida pelo sistema de grades de difração. Os RGS foram projetados para fornecer informações espectrais de alta resolução ( $E/\Delta E \sim 200 - 800$ ) em faixas de raios X compreendendo energias entre 0,35 e 2,5 keV. Os detectores são constituídos por 9 CCDs que estão localizados no plano focal, ligeiramente deslocados um em relação ao outro ao longo da direção da dispersão dos fótons de raios X.

### **Modos de operação das câmeras (EPIC)**

Dependendo da resolução temporal desejada ou de limitações impostas pelo brilho elevado da fonte em estudo, os instrumentos EPIC do XMM-*Newton*, assim como outros telescópios de raios X, oferecem diferentes modos de operação para a aquisição de dados. A seguir, apresentaremos os modos de operação dos instrumentos X do XMM-*Newton*.

**i) Quadro completo e quadro completo estendido (este último se aplica apenas a PN):** nesses modos todos os *pixels* de todos os CCDs são lidos cobrindo todo campo visão.

**ii) Janela parcial:** nesse modo de operação, apenas uma região específica do CCD é utilizada para a aquisição de dados, em vez de utilizar toda a área disponível. Esse modo oferece a opção de operação em “Janela Pequena” e “Janela Grande”, como descrito a seguir:

- MOS

No modo “Janela Pequena”, apenas uma área de  $100 \times 100$  pixels é lida, enquanto no modo “Janela Grande”, a MOS opera com um conjunto de  $300 \times 300$  pixels.

- PN

No modo “Janela Pequena”, apenas uma parte de um dos CCDs onde a detecção foi realizada é lida, enquanto no modo “Janela Grande”, apenas metade da área total de cada um dos 12 CCDs PN é lida.

**iii) Modo temporal:** nesse modo de operação, os dados coletados em uma determinada área do CCD são “redistribuídos” em uma única dimensão. Isso resulta em uma melhor resolução temporal, permitindo o estudo de fenômenos astrofísicos com variações rápidas.

A figura 2.4 apresenta as imagens obtidas ao utilizar os instrumentos nos modos de operação descritos anteriormente.

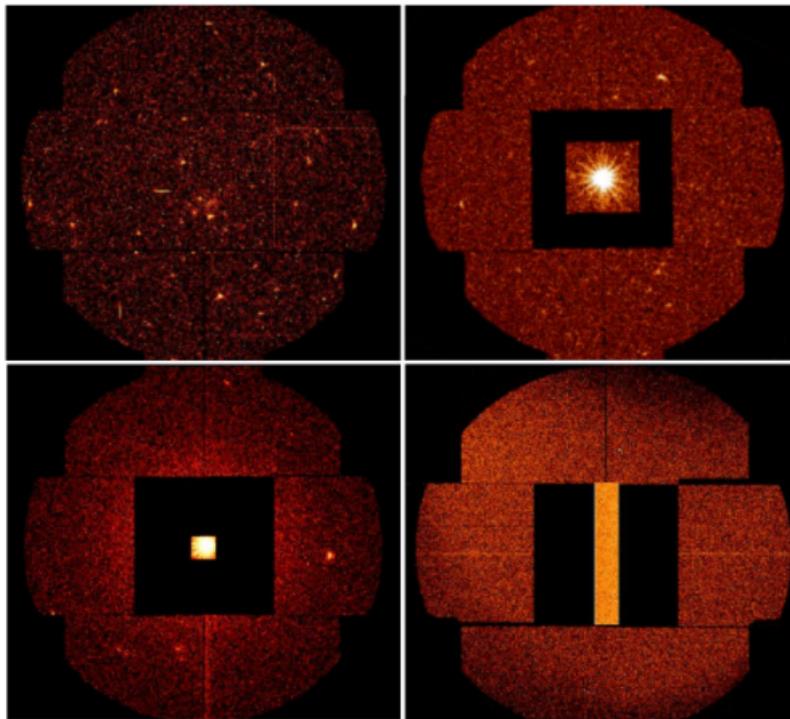


Figura 2.4 Câmeras MOS em diferentes modos de operação. O canto superior direito mostra o modo de quadro completo. Cantos superior direito e inferior esquerdo mostram os modos de janela parcial “grande” e “pequena”, respectivamente. O canto inferior direito mostra o modo temporal. Figura reproduzida do manual *XMM-Newton Users Handbook*.

### 2.1.2 Observatório espacial NuSTAR

O NuSTAR (*Nuclear Spectroscopic Telescope Array*) é um telescópio espacial que faz parte da geração atual de telescópios de raios X. Ele foi projetado especificamente para operar em uma faixa de energia mais alta de 3-79 keV, estendendo a

sensibilidade de focalização além do limite de cerca de 10 keV das missões anteriores de raios X (Harrison et al., 2013). O NuSTAR é composto por dois telescópios, cada um deles equipado com 133 espelhos de incidência rasante que direcionam os fótons de altas energias para os detectores de raios X FPMA e FPMB (*Front-End Pixelated Detectors Module*) (vide Figura 2.5). Cada um dos detectores FPMA e FPMB são composto por um conjunto de matrizes de  $32 \times 32$  pixels que registram informações sobre cada evento individual de raio X. Isso permite uma análise detalhada dos eventos, incluindo sua energia, posição e tempo de ocorrência. Essas informações são posteriormente utilizadas para construir imagens de raios X e obter espectros de energia. O observatório tem uma resolução angular de  $18''$ , projetada para oferecer boa resolução em faixas de raios X duros. Sua resolução espectral é de 400 eV a 10 keV e 0,9 keV a 60 keV, com uma área efetiva de aproximadamente  $800 \text{ cm}^2$  a 10 keV.

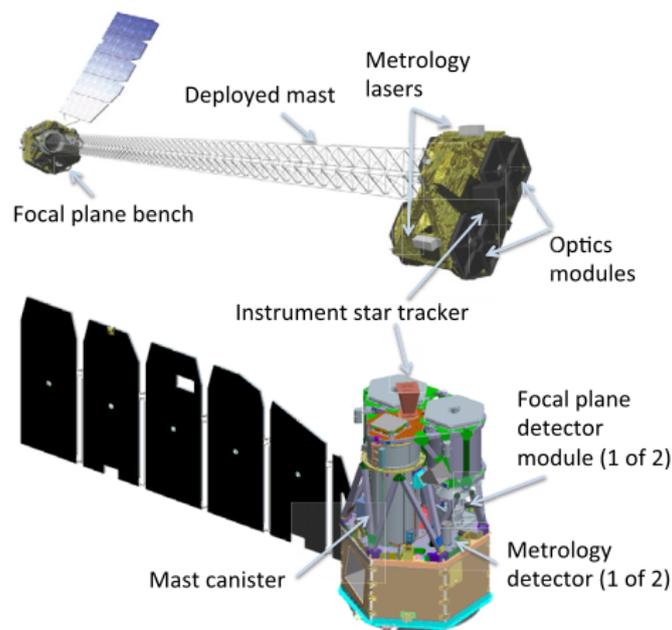


Figura 2.5 Ilustração do observatório NuSTAR. (Harrison et al., 2013).

### 2.1.3 Observatório espacial Swift

O telescópio Swift é uma missão espacial dedicada a eventos astrofísicos de altas energias. Seu principal objetivo é detectar, localizar e estudar explosões de raios Gamma (GRBs, na sigla em inglês) associadas a eventos cósmicos. Os instrumentos científicos que compõem o observatório são o *Burst Alert Telescope* (BAT), o *Ultraviolet/Optical Telescope* (UVOT) e o *X-Ray Telescope* (XRT). Nesta dissertação, focaremos na descrição do instrumento XRT, uma vez que estamos centrados na caracterização da fonte em questão a partir das observações em raios

X, e o XRT é o instrumento dedicado a tais estudos.

### Swift X-Ray Telescope (XRT)

O sistema óptico do instrumento de raios X XRT do Swift consiste em 12 espelhos que utilizam a técnica de incidência rasante (*grazing incidence*) para direcionar os raios X em um ponto focal. O telescópio alimenta um detector CCD MOS de  $600 \times 600$  pixels, originalmente projetado para o XMM-Newton. Esse conjunto proporciona uma área efetiva de detecção de  $110 \text{ cm}^2$  a uma energia de 1,5 keV, com uma resolução espacial de  $15''$  e cobre uma faixa de energia que vai de 0,2 a 10 keV. Além disso, o instrumento possui uma resolução de energia de 140 eV a 6 keV (Godet et al., 2009). A Figura 2.6 ilustra o caminho óptico percorrido pelos fótons de raios X coletados pelo XRT.

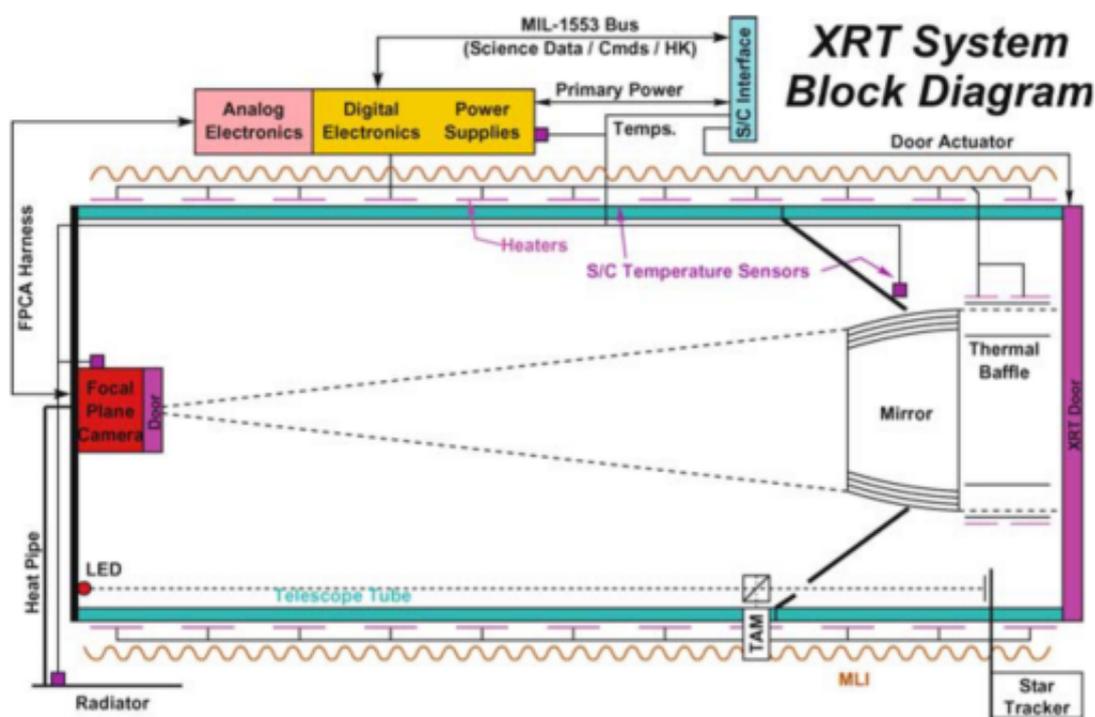


Figura 2.6 Esquema do sistema óptico do instrumento Swift-XRT. (Burrows et al., 2005).

### Modos de operação do Swift-XRT

O instrumento Swift-XRT possui diferentes modos de operação que foram desenvolvidos para atender a diversos objetivos científicos, maximizando a eficiência e a qualidade dos dados coletados. A seguir, descreveremos os modos de operação

do instrumento XRT a bordo da missão Swift.

**i) Modo de imagem** : nesse modo de operação, a carga acumulada é coletada e lida sem identificar eventos individuais de raios X. Isso pode levar ao empilhamento de fótons, o que impossibilita a obtenção de espectros detalhados. No entanto, mesmo com essa limitação, esses dados são válidos para determinar com precisão a posição da fonte e fornecer uma estimativa confiável do fluxo de raios X.

**ii) Modo fotodiodo**: esse modo é utilizado para fontes muito brilhantes em raios X a fim de obter alta resolução temporal. Quando operado nesse modo, é possível construir curvas de luz de alta velocidade com uma resolução temporal de cerca de 0,14 ms, o que é útil para detectar eventos de curta duração.

**iii) Modo de temporal em janela**: esse modo é semelhante ao modo temporal do instrumento EPIC do XMM-*Newton*, descrito anteriormente na Seção 2.1.1. No modo de temporal em janela do Swift-XRT, o imageamento é realizado em apenas uma dimensão, pois os dados de uma determinada área do detector são agrupados em uma única dimensão, e apenas as 200 colunas centrais do CCD são lidas.

**iv) Modo de contagem de fóton**: esse modo permite a obtenção de informações sobre a distribuição energética dos fótons (espectro) e a análise de características temporais, como variações de brilho ou oscilações periódicas. No entanto, é importante ressaltar que a resolução temporal é limitada a 2,5 segundos. Isso significa que a precisão temporal das informações capturadas está limitada a intervalos de tempo de até 2,5 segundos (Capalbi et al., 2005).

## 2.2 Modelagem espectral em raios X

Os ajustes espectrais tratados neste trabalho foram conduzidos com o pacote XSPEC v12.12.0<sup>2</sup> Arnaud (1996). A modelagem espectral, assim como a metodologia e os modelos aplicados para descrever os espectros de AE Aqr serão tratados a seguir.

---

<sup>2</sup><https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/>

## Modelagem

Para determinar grandezas físicas a partir dos espectros observados, se faz necessário adotar modelos teóricos que descrevam os fenômenos astrofísicos observados. A relação entre o espectro da fonte  $f(E)$  e a contagens de fótons por canal  $I$  de energia é dada por:

$$C(I) = \int_0^{\infty} f(E)R(I, E)A_{ef}(E)dE \quad (2.2)$$

onde  $f(E)$  é o espectro da fonte por energia  $E$ ,  $R(E, I)$  e  $A_{ef}(E)$  são as respostas instrumentais e a área efetiva, respectivamente.

O que se busca na prática é determinar  $f(E)$ . Para isso, aplica-se um modelo teórico  $f(E, p_1, p_2, \dots, p_n)$  que descreva o espectro observado de acordo com os parâmetros  $p_1, p_2, \dots, p_n$  e ajusta-se aos dados obtidos pelo instrumento. Assim, para cada conjunto de parâmetros, um espectro  $C'(I)$  é calculado usando a resposta instrumental e comparado com o espectro observado  $C(I)$ .

A estatística mais utilizada para verificar a concordância entre o espectro teórico  $f(E)$  (espectro previsto a partir de um modelo adotado), e o espectro real (espectro observado) é a estatística do  $\chi^2$  (Chi-quadrado), dada por:

$$\chi^2 = \sum_{I=0}^N \frac{[C(I) - C'(I)]^2}{[\sigma(I)]^2} \quad (2.3)$$

onde  $N$  é o número de canais e  $\sigma(I)$  é a incerteza associada à contagem do canal  $I$ .

Um bom resultado para o  $\chi^2$  é avaliado a partir de sua relação com os graus de liberdade ( $\nu$ ) do ajuste, dado pelo número de pontos do espectro (*bins*) subtraído pelo número de parâmetros livres do modelo, ou seja:

$$\nu = n^{\circ} \text{canais} - n^{\circ} \text{parametros} \quad (2.4)$$

Quando há uma boa descrição dos espectros observados a partir de um modelo teórico adotado, o valor do  $\chi^2$  é semelhante ao valor do grau de liberdade ( $\chi^2 \sim$

$\nu$ ), ou seja, o “ $\chi^2$  reduzido”, definido por  $\chi^2/\nu$ , é  $\sim 1$ . Em geral, considera-se que um ajuste é insatisfatório se o  $\chi^2 \gg 1$ , enquanto um  $\chi^2 \ll 1$  é um indicativo de que as incertezas foram superestimadas. Dependendo da resolução dos espectros a serem ajustados e da complexidade dos modelos adotados, mais de um modelo poderá produzir um bom resultado de  $\chi^2$ . Com isso, o critério de um bom ajuste terá que passar não só pela análise da estatística adotada, mas também por uma inspeção visual da descrição dos espectros. Essa inspeção pode ser feita a partir da análise dos resíduos entre as contagens adquiridas pelo modelo e as contagens do espectro observado.

### Modelos espectrais utilizados no trabalho

Aqui abordaremos os modelos adotados para descrever os espectros de raios X de AE Aqr, explorando os mecanismos de emissão discutidos na Seção 1.2 para este sistema. Os componentes dos modelos são classificados como “aditivos” ( $A(E)$ ) quando representam a emissão intrínseca da fonte de raios X, enquanto os componentes “multiplicativos” ( $M(E)$ ) descrevem modificações nos componentes “aditivos”, como a absorção interestelar, por exemplo, ou processos de “reprocessamento” dos fótons.

- ***phabs***

*phabs* é um modelo utilizado para mensurar o efeito de atenuação de fótons por efeito fotoelétrico na linha de visada do observador. A absorção fotoelétrica para tal modelo é descrita por:

$$M(E) = e^{-N_H \sigma(E)}, \quad (2.5)$$

onde  $\sigma(E)$  é a seção de choque, não levando em consideração a seção de choque Thomson, e  $N_H$  é a densidade colunar de hidrogênio, dada em unidades de  $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ .

- ***pcfabs***

O modelo *pcfabs* é um modelo de absorção de cobertura parcial que representa a fração de cobertura de uma fonte de raios X por um material absorvedor. Ele descreve duas linhas de visão: uma em que a fonte está parcialmente coberta pelo material absorvedor e outra sem essa componente de absorção. O modelo *pcfabs* é construído a partir da seção de choque fotoelétrica  $\sigma(E)$ , pela densidade colunar de hidrogênio ( $N_H$ ; em unidades de  $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ) e pela fração de cobertura  $f$  do material absorvedor, como visto na Equação 2.6 a seguir.

$$M(E) = fe^{-N_H\sigma(E)} + (1 - f). \quad (2.6)$$

A primeira parte da Equação 2.6,  $fe^{-N_H\sigma(E)}$ , representa a fração de cobertura pelo material absorvedor, onde  $N_H$  e  $\sigma(E)$  estão relacionados à absorção do material. A segunda parte da equação,  $(1 - f)$ , representa a linha de visão sem a presença do material absorvedor, ou seja, a fração da fonte de raios X que está visível.

- **pwabs**

Em mCVs, a absorção pode se tornar ainda mais complexa devido à interação dos raios X com material presente na coluna de acreção pré-choque, cuja densidade varia com a altura. O modelo *pwabs* (Done & Magdziarz, 1998) foi desenvolvido para descrever essa situação, na qual a absorção é representada por uma função que varia com a densidade colunar de hidrogênio de um valor mínimo  $N_{H,\min}$  até um máximo  $N_{H,\max}$  de acordo com uma lei de potência de índice espectral  $\beta$ :

$$M(E) \propto \int_{N_{H,\min}}^{N_{H,\max}} N_H^\beta e^{-N_H\sigma(E)} dN_H \quad (2.7)$$

- **apec/vapec**

O *apec* é um modelo que representa a emissão de um plasma térmico opticamente fino, dominado por colisão tipo *bremsstrahlung* mais emissão em linhas, cuja temperatura é dada em keV. Esse modelo considera as abundâncias dos

elementos C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, Fe e Ni, que variam em proporção única em relação aos valores solares. Já a variante do modelo, o *vappec*, permite a variação manual dessas abundâncias, fornecendo maior liberdade ao usuário. Entre os parâmetros utilizados pelo modelo está a normalização ( $N$ ), que é uma medida da medida de emissão do plasma. Essa normalização é dada por:

$$N = \frac{10^{-14}EM}{4\pi[d_A(1+z)]^2} \quad (2.8)$$

em que a medida de emissão é dada por  $EM = \int n_e n_H dV$ ,  $d_A$  é a distância do observador até a fonte,  $dV$  é o elemento de volume de emissão (medido em  $cm^3$ ),  $n_e$  e  $n_H$  são a densidade numérica de elétrons e hidrogênio do plasma emissor de raios X, dados em  $cm^{-3}$ . O parâmetro  $z$  é o redshift da fonte, que pode ser adotado como zero para fontes galácticas.

- **mkcflow/vmcflow**

O *mkcflow* é um modelo que descreve a perda de energia por radiação de um plasma opticamente fino. Já o *vmcflow* é uma variante do *mkcflow*, assim como o *vappec* é uma variante do modelo *apec*. O modelo adota os parâmetros cosmológicos  $H_0 = 50$  e  $q_0 = 0$ , que podem ser alterados pelo usuário, e requer o redshift  $z$  da fonte como entrada uma vez que foi inicialmente desenvolvido para explicar o fluxo de resfriamento em aglomerados de galáxias (Mushotzky & Szymkowiak, 1988). O *mkcflow/vmcflow* é formado a partir de múltiplos modelos térmicos, em que os dois principais parâmetros são a temperatura máxima  $kT_{max}$  e a normalização total, que fornece diretamente a taxa de fluxo de massa em unidades de  $M_{\odot}/ano$ . O *mkcflow/vmcflow* inclui uma distribuição de lei de potência da medida de emissão versus temperatura:  $EM \propto \left(T/T_{max}\right)^{\alpha}$ , onde  $\alpha$  é o índice espectral de lei de potência. Para um processo adiabático, esse índice é igual a 1.

- **powerlaw**

O *powerlaw* é modelo de descrição de espectros por meio de uma lei de potência, geralmente utilizado para descrever espectros de emissão de origem

não-térmicos (por exemplo, *synchrotron*). O *powerlaw* é representado por:

$$A(E) = KE^{-\Gamma} \quad (2.9)$$

O modelo nos retorna os valores de dois parâmetros, que são a constante de normalização  $K$  dada em unidades de  $fótons\ keV^{-1}\ cm^{-2}\ s^{-1}$  e o índice de potência  $\Gamma$ .

- **reflect**

O modelo *reflect* descreve processos nos quais os raios X ao incidirem sobre um material neutro, como a superfície de uma anã branca ou o material ao seu redor, são “refletidos” ou reprocessados por espalhamento Compton. Para a acreção via coluna magnética, a reflexão pode ser relacionada à altura  $h_c$  da região emissora acima da superfície da anã branca e ao ângulo de visão  $i$  (Figura 2.7).

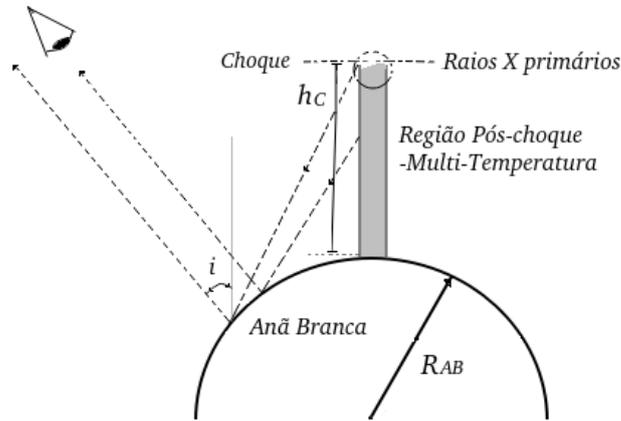


Figura 2.7 Representação esquemática da reflexão dos raios X na coluna de acreção de uma anã branca em um sistema mVC. Os raios X produzidos no topo da coluna de acreção incidem sobre a fotosfera da anã branca e são “refletidos” em direção a um observador. As linhas tracejadas indicam o caminho dos raios X refletidos. Aqui,  $h_c$  representa a altura de choque, que é a distância da superfície da anã branca até a fonte dos raios X primários, e  $i$  é o ângulo de inclinação da superfície refletora. (Hayashi, 2014).

O fator de reflexão, que é o parâmetro de normalização do modelo ( $rel_{refle}$ ), representa a fração de fótons refletidos em direção a um observador (e.g.,

Hayashi, 2014). A equação que descreve a fração de reflexão ( $rel_{refle}$ ) é a seguinte:

$$rel_{refle} = \frac{\Omega}{2\pi} = 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\left(\frac{h_c}{R_{AB}} + 1\right)^2}}, \quad (2.10)$$

A quantidade  $\Omega/2\pi$  é a fração do ângulo sólido subtendido pela região refletora. A altura de choque é representada por  $h_c$ , enquanto  $R_{AB}$  é o raio da anã branca. Além do parâmetro de reflexão ( $rel_{refle}$ ), o *reflect* considera o redshift ( $z$ ) da fonte, inclui as abundâncias dos elementos mais pesados que o hélio (*Abundanc*) e a abundância de ferro (*Fe\_abund*), bem como o cosseno do ângulo de inclinação ( $\cos(i)$ ).

- **gaussian**

Esse modelo é utilizado para descrever linhas de perfil gaussiano em uma determinada energia  $E$ , dado por:

$$A(E)_{gauss} = K \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(E-E_l)^2}{2\sigma^2}}, \quad (2.11)$$

onde o parâmetro  $K$  é uma constante de normalização dada em unidades de  $fótons\ cm^{-2}\ s^{-1}$  que determina a amplitude máxima da linha. O parâmetro  $E_l$  e  $\sigma$  são a energia central da linha e sua dispersão, respectivamente.

A análise espectral de AE Aqr, com base nos modelos apresentados anteriormente, é detalhada na Seção 4.2. Durante nossas análises, as temperaturas são expressas em unidades de energia em keV ( $kT$ ). As incertezas nos parâmetros foram determinadas em intervalos de  $1\sigma$  (um sigma), correspondendo a um intervalo de confiança de aproximadamente 68%. Em situações em que algum parâmetro assumiu valores impraticáveis ou quando não foi viável determinar suas incertezas, o referido parâmetro foi fixado em seu limite superior ou no valor derivado por meio de outro modelo. As abundâncias químicas são

expressas como fatores de multiplicação em relação às abundâncias solares, utilizando tabelas de abundância específicas fornecidas pelo modelo adotado. Essas tabelas de abundância determinam os fatores de multiplicação a serem aplicados às seções efetivas de choque ( $\sigma_{eff}$ ) dos elementos durante o ajuste espectral. A seção de choque efetiva é dada pela seguinte equação:

$$\sigma_{eff}(E) = \sum_Z \sigma_Z(E) \frac{n_Z}{n_H}, \quad (2.12)$$

onde  $\sigma_{eff}$  é a seção de choque efetiva calculada,  $\sigma_Z(E)$  é a seção de choque do elemento  $Z$  para uma determinada energia  $E$ , e  $n_H$  e  $n_Z$  são as densidades volumétricas de hidrogênio e do elemento  $Z$ , respectivamente. Em nossas análises, foram utilizadas a tabela de seção de choque de [Verner et al. \(1996\)](#), enquanto a tabela de abundâncias adotada foi a de [Asplund et al. \(2009\)](#) tida como a mais recente na época de nossa análise.

# Capítulo 3

## Observações e redução dos dados

### 3.1 Observações

Esta pesquisa está sustentada na espectroscopia e fotometria em raios X de AE Aqr através de observações conduzidas pelos satélites *XMM-Newton*, NuSTAR e Swift, disponíveis para acesso público no banco de dados dos respectivos observatórios (ver Tabela 3.1).

Tabela 3.1 Observações em raios X

Telescópio	ID de observação	Data (AAAA/MM/DD)	Duração da Observação (s)
<i>XMM-Newton</i>	0111180201	2001-11-07	17120
	0111180601	2001-11-07	10018
NuSTAR	30001120002	2012-09-04	6660
	30001120003	2012-09-05	37776
	30001120004 <sup>†</sup>	2012-09-05	71314
	30001120005	2012-09-07	9197
Swift	00030295037	2012-09-06	1573

<sup>†</sup> Observação utilizada para análise espectral de AE Aqr.

As observações indicadas na Tabela 3.1 foram adquiridas do repositório de arquivos HEASARC (do inglês, *High Energy Astrophysics Science Archive Research Center*<sup>1</sup>). A Figura 3.1 apresenta as curvas de luz ópticas de AE Aqr contemporâneas às observações em raios X realizadas pelo *XMM-Newton*, Swift e NuSTAR, ilustrando o caráter variável da fonte em aproximadamente duas magnitudes no óptico.

<sup>1</sup><https://heasarc.gsfc.nasa.gov>

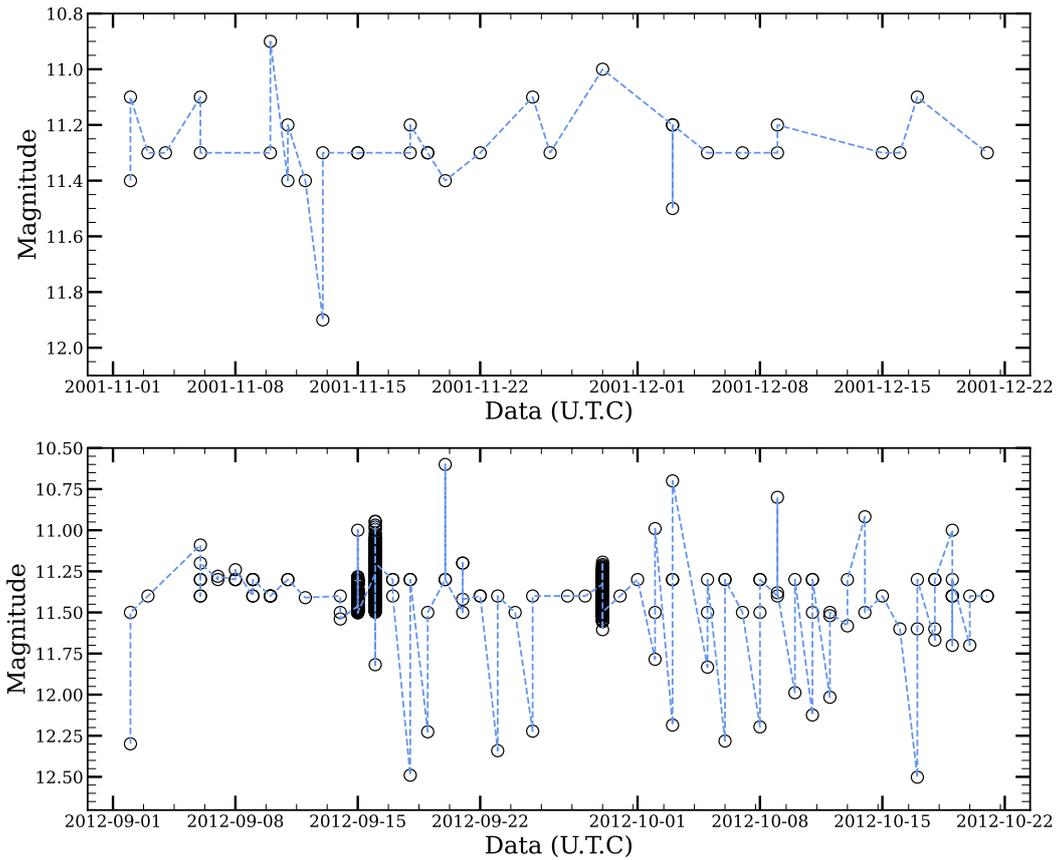


Figura 3.1 Curvas de luz óptica de AE Aqr obtidas no banco de dados do AAVSO-footnote<https://www.aavso.org/data-access> mostrando a variação de brilho da fonte no período das observações em raios X.

A redução dos dados do telescópio *XMM-Newton* (câmeras EPIC e RGS, de média e alta resolução espectroscópica em raios X), NuSTAR (módulos FPMA e FPMB) e Swift (instrumento XRT) seguiu os procedimentos padrões. Utilizamos o SAS-v20.0 para redução das observações do *XMM-Newton* e o HEASOFT-v.6.30.1 para redução das observações do Swift e NuSTAR. Todo processo de construção dos produtos científicos (imagens, curvas de luz e espectros) foram automatizados utilizando ferramentas desenvolvidas em linguagem de programação Python e Shell.

## 3.2 Redução dos dados

O procedimento de redução de dados em raios X em geral envolve a aplicação de calibração, a realização de um processo de “limpeza”, a seleção de regiões de interesse (fonte e de *background*), seguido pela extração de espectros, curvas de luz e imagens da fonte em questão. A seguir, descreveremos os passos executados para a redução dos dados de AE Aqr para cada um dos telescópios utilizados, conforme

listado na Tabela 3.1.

### 3.2.1 Redução dos dados XMM-Newton

AE Aqr foi observada pelo XMM-Newton em 11 de novembro de 2001 com um tempo de exposição de  $\sim 27$  ks. A PN foi operada no modo de imagem de quadro completo, enquanto a MOS1 e 2 operaram nos modos de imagem de janela grande. A observação foi conduzida em duas partes. Na primeira parte, as câmeras EPIC/PN estavam desligadas e os instrumentos RGS1 e 2 foram os responsáveis pelos registros dos eventos por  $\sim 10$  ks (ObsID-0111180601, primeira observação). Na segunda parte, todos instrumentos em raios X do satélite operaram normalmente e registraram eventos por  $\sim 17$  ks (ObsID-0111180201, segunda observação).

#### 3.2.1.1 Redução dos dados da câmera EPIC

##### - Produzindo índices de arquivos de calibração

A preparação dos dados “brutos” para a redução se iniciou com a obtenção de uma lista atualizada de arquivos de calibração CCF (do inglês, *Current Calibration Files*) mais recentes disponíveis em fevereiro de 2022. A partir das tarefas *cifbuild* e *odfingest* do SAS são gerados um índice de arquivo de calibração (*ccf.cif*) e um arquivo de resumo (*SUM.SAS*). Esses arquivos contém informações como duração da observação, data e modo de operação dos instrumentos.

##### - Produzindo listas de eventos

Uma vez obtido tais arquivos, geramos listas de eventos para os instrumentos MOS1/MOS2 e PN usando as tarefas *emproc* e *epproc*, respectivamente. Tais listas são arquivos que contém informações como tempo de chegada de cada fóton (eventos), energia e localização espacial da detecção.

Em seguida, verificamos se a observação foi comprometida pela contaminação de partículas carregadas originadas por *flares* solares. Para identificar a contaminação, construímos uma curva de luz para todo o detector em intervalos de energia de 10-12 keV e estabelecemos um nível de taxa de contagens padrão de  $0,40 \text{ contagens s}^{-1}$  para a câmera PN e  $0,35 \text{ contagens s}^{-1}$  para a MOS. A filtragem é feita identificando os intervalos de alto *background* em que as contagens excedem o nível estabelecido. No caso dos dados do XMM-Newton de AE Aqr, conforme mostrado em Choi & Dotani (2006) e Itoh et al. (2006) e confirmado em nossa inspeção, a taxa de contagens de *background* é muito baixa em comparação

com a taxa de contagens da fonte. Em outras palavras, os fótons de *background* representam uma pequena fração dos fótons totais (fonte + *background*), sendo insignificantes para efeitos de análise. Portanto, não foi necessário filtrar os dados para eliminar momentos de contaminação elevada por partículas solares.

### - Pile-up

Outro procedimento padrão em análises de raios X é verificar se a observação foi afetada pelo acúmulo de fótons, conhecido como empilhamento (*pile-up* em inglês). Quando os fótons são detectados, seu tempo de chegada, posição da detecção e energia são registrados em uma lista de “eventos”. Se mais de um fóton atingir um pixel (ou *pixels* adjacentes) em intervalos de tempo muito curtos, o CCD durante o tempo de leitura não conseguirá distinguir entre esses fótons. Consequentemente, o que deveria ser registrado como vários eventos será falsamente registrado como um único evento mais energético. As consequências desse efeito são observadas na distorção dos espectros, onde as contagens se apresentam mais altas para altas energias, e também na curva de luz, onde há uma diminuição no número de contagens. O *pile-up* ocorre quando lidamos com observações de fontes muito brilhantes em raios X, pois a taxa de detecção de fótons no CCD é alta, aumentando a probabilidade de eventos simultâneos. Um método utilizado para mitigar esse efeito é descartar eventos provenientes das regiões centrais da detecção, onde a taxa de chegada de fótons é maior comparada a outras regiões da detecção.

Para avaliar se os dados estão afetados pelo empilhamento, utilizamos regiões circulares de 45" (45 segundos de arco) para a câmera PN e 65" para as câmeras MOS1 e MOS2 como região de integração dos fótons provenientes da fonte. Em seguida, utilizamos a tarefa *epatplot* do SAS, que traça as razões relativas de eventos únicos e duplos e as compara com valores padrão. Na ausência do *pile-up*, a distribuição das razões deve seguir as curvas padrão, mostrando um valor das frações de eventos simples e duplos consistentes com 1 dentro das incertezas em  $1\sigma$ .

A Figura 3.2 apresenta a distribuição da razões relativas a eventos únicos e duplos da câmera PN, juntamente com a distribuição espectral dos valores padrão. Além disso, a figura exhibe os valores da razão entre os eventos observados e os esperados, acompanhados de incertezas de  $1\sigma$ , para eventos simples e duplos, em uma faixa de energia de 0,5-2,0 keV, conforme definido pela tarefa *epatplot*. Observamos que as distribuições de eventos simples e duplos diferem do que é esperado. A fração observada para os eventos simples é menor que 1, enquanto a fração observada para os eventos duplos é maior que 1. Essa disparidade indica a ocorrência de empilhamento dos fótons.

Para mitigar o efeito de empilhamento, foram excluídas regiões circulares centra-

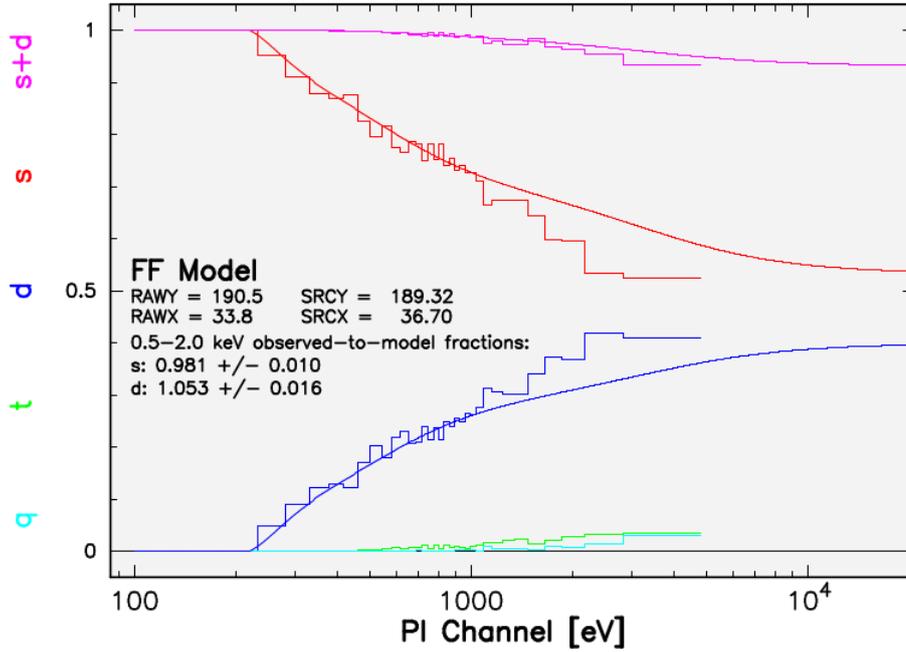


Figura 3.2 Gráfico de distribuição espectral para eventos simples (s, em vermelho), duplos (d, azul), triplos (t, verde) e quádruplos (q, azul marinho), exibindo a fração de eventos observados e esperados para cada caso.

das na detecção em raios X da fonte, com raios cada vez maiores, até que a fração de eventos simples e duplos estivesse em concordância com as distribuições esperadas. O empilhamento foi significativamente reduzido ao excluir o núcleo da detecção com um raio de  $8''$  e  $9''$  para as observações PN e MOS, respectivamente.

A Figura 3.3 mostra a distribuição espectral esperada para os eventos simples e duplos sobrepostos a distribuição espectral observada para a PN (quadro superior) e MOS (quadro inferior). Podemos ver que as distribuições das frações observadas se mostram em concordância com as distribuições espectrais esperadas, o que também pode ser visto através das frações de eventos simples e duplos que ficaram muito próximos de 1 considerando as incertezas.

A Figura 3.4 mostra a imagem da fonte visualizada através do *software ds9*, destacando as regiões de integração dos fótons da fonte e do *background*. Também é mostrado um exemplo da exclusão do núcleo da detecção para o módulo PN (Figura 3.4 d). As coordenadas centrais da fonte foram consultadas nos arquivos de *pipeline*<sup>2</sup> pela detecção em raios X.

<sup>2</sup>Conjuntos de procedimentos e pacotes de *software* que processam os dados coletados pelo telescópio. Geralmente são utilizados para fins de visualização rápida dos resultados, como imagens, espectros e curvas de luz, facilitando a análise dos observadores e o acesso público aos dados, especialmente pela detecção em raios X.

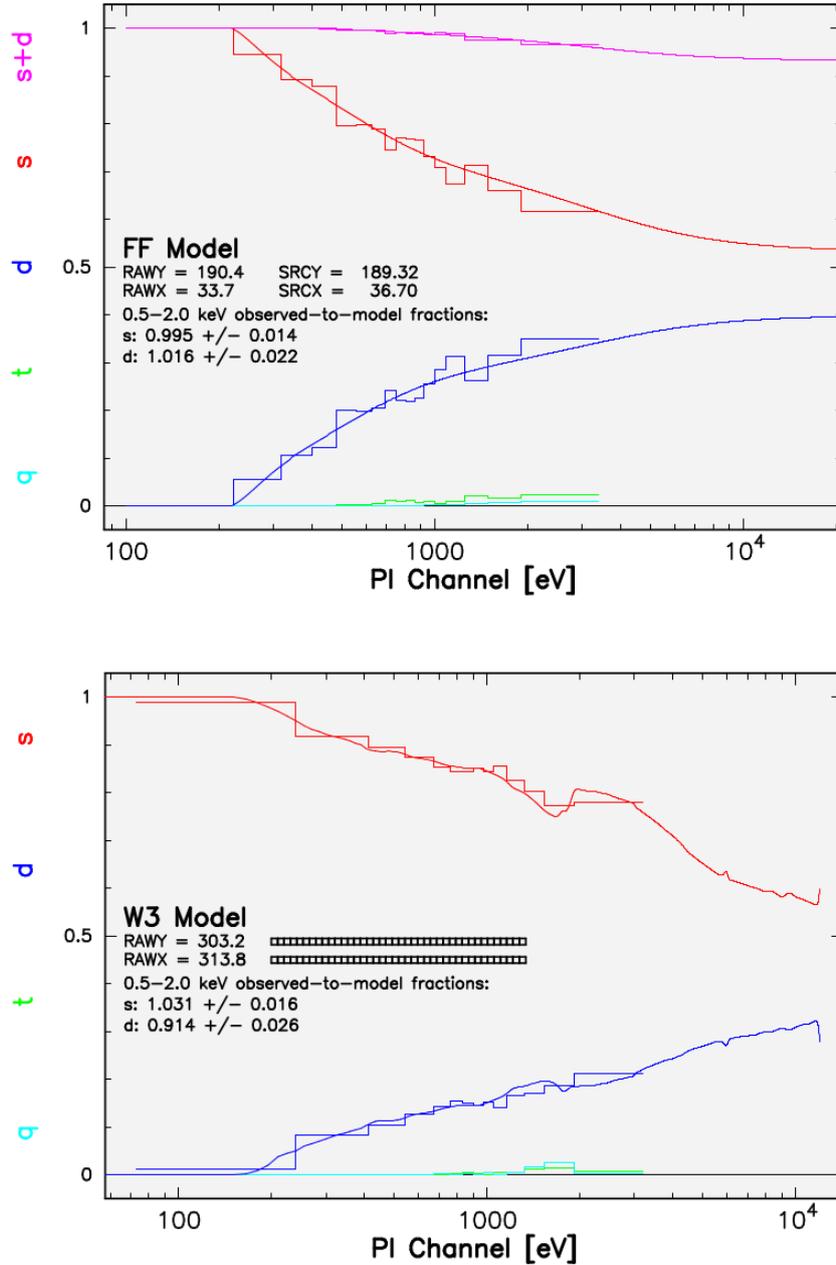


Figura 3.3 Distribuição espectral esperada sobreposta à fração de eventos observados, mostrando a redução do *Pile-up* para a câmera PN (quadro superior) e MOS (quadro inferior).

### - Extração de espectros e curvas de luz

Uma que vez reduzido os efeitos do *pile-up*, extraímos os espectros e curvas de luz da fonte e de *background* utilizando a tarefa *evselect-SAS*, considerando regiões anelares devido a exclusão do núcleo da detecção por efeito de *pile-up*, como mostra a 3.4 d). Consideramos regiões circulares de raio de 45'' e 65'' para extração das curvas de luz e espectros de *background* das cameras PN e MOS, respectivamente.

Devido aos dados estarem sujeitos a influências de *pixels* ruins e outros efeitos

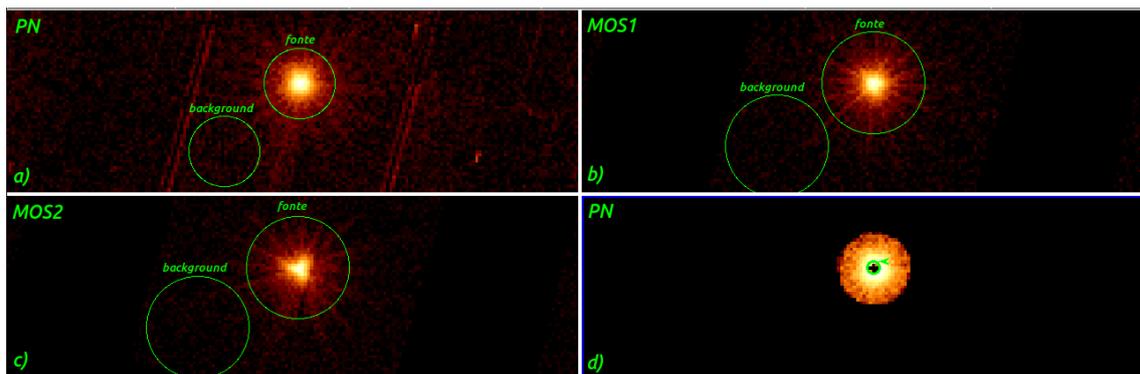


Figura 3.4 Regiões de extração dos fótons da fonte e fótons de fundo (*background*), visualizadas através do *ds9* para as câmeras PN (a), MOS1 (b) e MOS2 (c). Além disso, a câmera PN (d) mostra a fonte com o núcleo da detecção extraído de maneira a minimizar o *pile-up*.

que podem se mostrar na curva luz, aplicamos a tarefa *epiclccorr* do SAS, que dá conta de executar as correções. A normalização das contagens em função das áreas das respectivas regiões da fonte e de *background* foi realizada manualmente. Foram construídas curvas de luz em faixas de energias de 0,3-2,0 keV e de 2,0-10 keV, com *bins* de 250 e 1000 segundos para visualização da evolução temporal da fonte nessas faixas de energias.

### - Respostas instrumentais

As respostas instrumentais foram geradas utilizando as tarefas do SAS *rmfgen* e *arfgen*. Essas tarefas utilizam os arquivos de calibração (CCF) para produzir os arquivos auxiliares (*.arf*) e de redistribuição (*.rmf*). Esses arquivos contêm informações ópticas e instrumentais do satélite. A rotina *backscale* do SAS foi aplicada aos espectros da fonte+*background* e do *background* para normalizar o fluxo, considerando diferentes áreas de extração dos espectros. Em seguida, os espectros foram agrupados usando a tarefa *specgroup*, garantindo que cada conjunto de canais (*bins*) contenha pelo menos 25 contagens, possibilitando o uso da estatística do teste  $\chi^2$  no ajuste espectral.

#### 3.2.1.2 Redução de dados dos instrumentos RGS

Assim como para a redução dos dados das câmeras EPIC, os produtos científicos dos detectores RGS foram obtidos seguindo o procedimento padrão, conforme os passos descritos nos *threads* de análise de dados XMM-Newton<sup>3</sup>. Os dados RGS foram reprocessados utilizando a tarefa *rgsproc* do SAS. Uma vez que a tarefa é exe-

<sup>3</sup><https://www.cosmos.esa.int/web/XMM-Newton/sas-threads>

cutada, é criada uma lista de eventos filtrada, listas de fontes observadas, espectros e curvas de luz de primeira e segunda ordem da fonte e de *background*. A tarefa executa o procedimento conforme os seguintes passos:

- ***lista de eventos***: obtenção da listas de eventos através da tarefa *rgsproc*;
- ***filtragem dos eventos***: neste estágio, pode-se obter espectros e curvas de luz filtrados por períodos de alto *background* e intervalos de tempo específicos de exposição;
- ***obtenção de espectros e curvas de luz***: são gerados espectros e curvas de luz de primeira e segunda ordem da fonte e de *background*;
- ***obtenção da matriz de resposta (rmf)***: obtenção da matriz de resposta *rmf* assim como o espectro de fluxo calibrado, ambos são gerados em primeira e segunda ordem;

Após a execução dos passos descritos acima, os canais foram agrupados utilizando a tarefa *specgroup* de modo a conter pelo menos 25 contagens para cada canal. Esta tarefa também vincula arquivos associados como espectro de *background* e a matriz de resposta. Para os espectros RGS, não é necessário gerar a matriz *.arf*, pois o arquivo de matriz de resposta *.rmf* e o arquivo auxiliar *arf* são combinados em um único arquivo de resposta. Se necessário gerar arquivos separados, a tarefa *witharffile* poderá ser utilizada para criar dois arquivos *.arf* e *.rmf*.

### 3.2.2 Redução dos dados NuSTAR (FPMA e FPMB)

O satélite NuSTAR observou AE Aqr entre os dias 4 e 7 de setembro de 2012 com um tempo de exposição sobre a fonte de  $\sim 125$  ks (ObsID-30001120). As observações foram divididas em quatro partes, como mostra a Tabela 3.1. A observação com o maior tempo de exposição foi a 3001120004, com aproximadamente 71 ks. As outras observações NuSTAR possuem baixo sinal para permitir uma boa análise espectral, devido ao curto tempo de exposição para que fossem acumulados fótons suficientes para análise espectral. Com isso, utilizamos os dados da observação 3001120004, que foi conduzida simultaneamente com a observação Swift (ObsID-00030295037). O reprocessamento dos dados NuSTAR foi conduzido utilizando NuSTARDAS-v2.1.1 com os arquivos de calibração NuSTAR (CALDB). A calibração e filtragem<sup>4</sup> dos dados “brutos” é feita através da tarefa *nupipeline* que permite ao usuário executar todo ou parte do processamento de calibração e filtragem dos dados, a fim de obter eventos originados da fonte. Os estágios

---

<sup>4</sup>Exclusão de eventos espúrios não originados da fonte em análise

executados pela tarefa são:

- **Estágio 1:** calibração dos dados brutos através da tarefa *nupipeline*;
- **Estágio 2:** esse estágio tem como resultado a obtenção de eventos filtrados a partir dos critérios de filtragem através da tarefa *nuscreen*;
- **Estágio 3:** extração dos produtos científicos através da tarefa *nuproducts*.

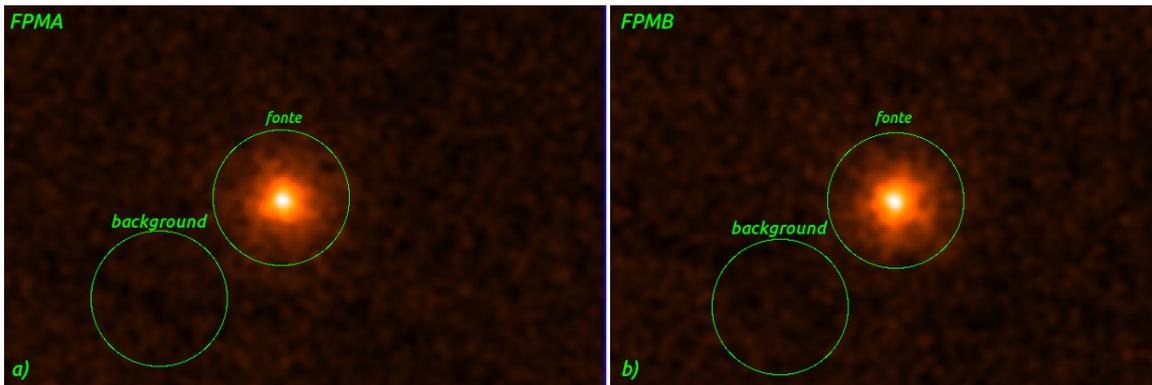


Figura 3.5 Regiões de extração dos fótons da fonte+*background* e de fótons *background*, visualizadas através do *ds9* para os módulos FPMA e FPMB.

Executamos o *nupipeline* <sup>5</sup> até o estágio 2. Com isso, são produzidas listas de eventos calibrados e filtrados que foram utilizados para obtenção dos espectros e curvas de luz da fonte através da tarefa *nuproducts*. Aqui também são obtidas as matrizes de respostas (*.rmf*) e os arquivos de respostas auxiliares (*.arf*). Usamos diferentes regiões de extração para os instrumentos FPMA e FPMB, com base nas imagens da fonte em cada instrumento (ver Figura 3.5). Os fótons da fonte e de *background* foram extraídos a partir de regiões circulares de abertura de raio igual a 60'' centradas na fonte para ambos os instrumentos. Foi utilizada a tarefa *nubackscale* para implementar uma correção das áreas de integração de fótons da fonte e de *background*. Assim como para os produtos do XMM-*Newton*, os espectros foram agrupados de modo a garantir que cada conjunto de canais contenha pelo menos 25 contagens. Foram geradas curvas de luz nas faixas de 3-10 keV e de 10-25 keV com bins de 1000 segundos, para visualização das curvas de luz em diferentes bandas de energia, assim como avaliar a evolução da “dureza” da fonte de raios X ao longo do tempo.

---

<sup>5</sup><https://heasarc.gsfc.nasa.gov/lheasoft/ftools/caldb/help/nupipeline.html>

### 3.2.3 Redução dos dados Swift (XRT)

O Swift (instrumento *XRT*) observou AE Aqr simultaneamente com o NuSTAR durante aproximadamente 1500 segundos no dia 06 de setembro de 2012. O instrumento XRT observou a fonte no modo *Photon Counting mode* por cerca de 1500 segundos (ObsID-00030295037). Os dados foram reprocessados utilizando *xrtpipeline* e o *xselect* do HEASOFT para a extração dos produtos científicos, seguindo o guia de redução de dados do Swift-v.1.2<sup>6</sup>. O processo de redução dos dados do instrumento XRT envolve o uso da ferramenta *xrtpipeline*, que permite a calibração e filtragem dos dados. Após a execução do *xrtpipeline*, utilizamos a ferramenta *xselect* para extrair os espectros da fonte e avaliar se a observação foi afetada por *pile-up*.

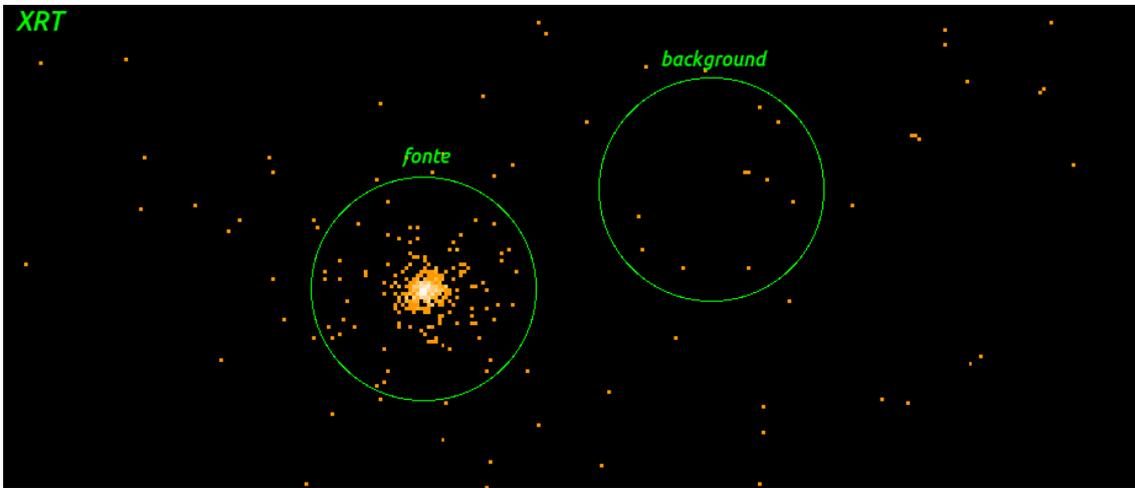


Figura 3.6 Regiões de seleção de fótons da fonte e de *background*.

No modo de contagem de fótons, os dados obtidos acima de uma taxa de 0,5 contagens s<sup>-1</sup> são considerados fortes candidatos a estarem empilhados. Para verificar se a observação foi afetada por *pile-up*, foram selecionadas regiões de extração dos espectros com um raio de 72'' para a integração de fótons da fonte+*background*, e uma região circular de mesmo raio para a integração dos fótons somente de *background*, conforme mostrado na Figura 3.6. O espectro da fonte foi extraído na faixa de energia de 0,5-10 keV. A taxa de contagem resultante da extração do espectro foi de 0,26 contagens s<sup>-1</sup>, indicando que não é necessário a correção por *pile-up*. Com base nisso, prosseguimos com a extração do espectro e da curva de luz da fonte e do *background* a partir das regiões já selecionadas.

Para obter os arquivos de resposta auxiliar (*.arf*) utilizamos a tarefa *xrtmkarf*. Essa tarefa requer como entrada um mapa de exposição correspondente ao mesmo

<sup>6</sup>[https://www.swift.ac.uk/analysis/xrt/files/xrt\\_swguide\\_v1\\_2.pdf](https://www.swift.ac.uk/analysis/xrt/files/xrt_swguide_v1_2.pdf)

intervalo de tempo de obtenção dos espectros. Os mapas de exposição são usados para corrigir a perda de contagens causadas pelos *pixels* do CCD que não estão em uso durante a coleta de fótons. Um mapa de exposição foi criado para a lista de eventos utilizada por meio da tarefa *xrteexpomap*.

Após obter o mapa de exposição, executamos o *xrtmkarf*, que nos fornece como saída o arquivo de resposta auxiliar (*.arf*) e o caminho para o diretório que contém arquivo *.rmf* a ser utilizado. Este último é relevante para ser usado na análise espectral e está localizado no banco de dados de calibração (CALDB). Os espectros foram agrupados com a tarefa *grppha* de modo a conter no mínimo 25 contagens por canal.

# Capítulo 4

## Análises e resultados

### 4.1 Propriedades temporais em raios X

#### 4.1.1 Análise das curvas de luz das observações XMM-Newton (EPIC)

A Figura 4.1 exibe as curvas de luz obtidas durante a segunda observação (ObsID-0111180201) realizada pelo satélite XMM-Newton para as câmeras PN, MOS1 e MOS2. As curvas de luz foram construídas considerando intervalos de tempo de *bins* de 250 s na faixa de energia de 0,3-10 keV. Essas curvas ilustram a variação de brilho da fonte AE Aqr ao longo do tempo. Inicialmente, a fonte apresenta um estado de baixo brilho, e a partir de aproximadamente 8000 segundos, observa-se um aumento em seu brilho. É importante destacar que a escala de tempo utilizada nesta e em outras figuras é iniciada a partir do início de cada observação.

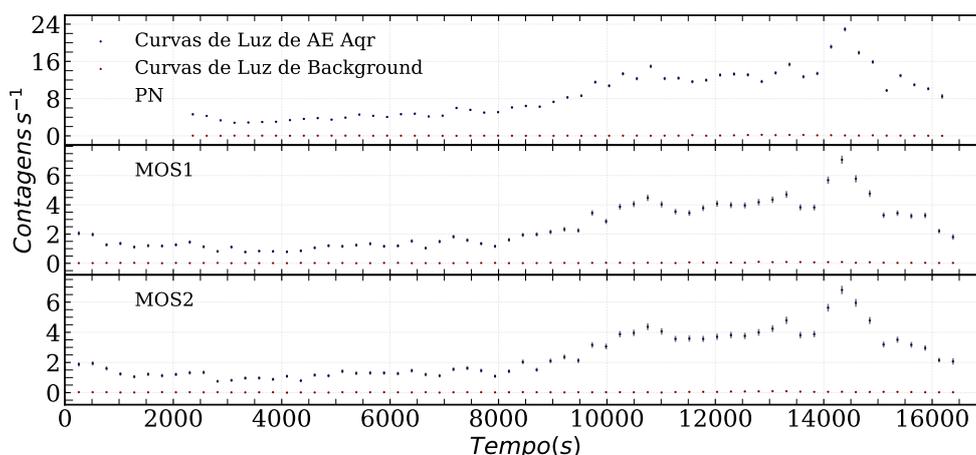


Figura 4.1 Curvas de luz construídas com *bins* de 250 s na faixa de energia de 0,3-10 keV para PN, MOS1 e 2 (em azul). As curvas de luz do *background* das respectivas câmeras são apresentadas em vermelho.

É evidente a diferença significativa entre as contagens de fótons do *background* (em vermelho) e as contagens das curvas de luz da fonte (em azul). Observa-se uma baixa taxa de contagem de fótons do *background* em relação às contagens provenientes da fonte. De fato, o valor máximo da taxa de contagens do *background* representa um limite superior de 7,63% em relação ao valor mínimo da taxa de contagens da fonte. Isso indica que o aumento de brilho observado é genuinamente da fonte de raios X em AE Aqr e não está relacionado ao *background* instrumental, nem é resultado de partículas carregadas de altas energias não provenientes da fonte, como também foi observado por Choi & Dotani (2006). Outro indício que pode ser destacado e que sustenta nosso argumento é que existe um atraso de aproximadamente 1550 segundos entre o pico observado na curva de luz da fonte e o pico observado na curva de luz de *background*. Na Figura 4.2, mostramos a curva de luz do *background* (quadro inferior) em comparação com a curva de luz da fonte (quadro superior) para a câmera PN, onde destacamos o atraso na detecção dos eventos, indicados pelas linhas verticais pontilhadas.

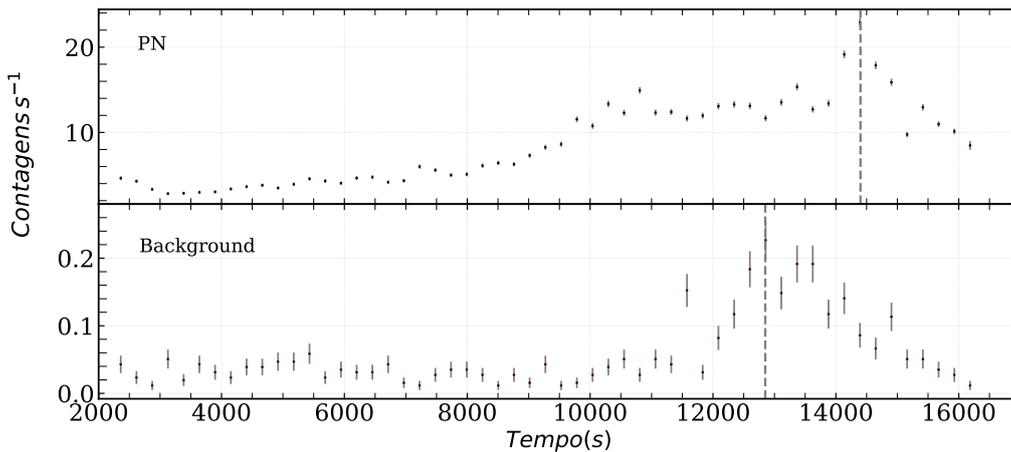


Figura 4.2 Curvas de luz da fonte (em azul) e do *background* (em vermelho). Nota-se uma taxa de contagens do *background* significativamente menor do que a da fonte, além de um significativo atraso de ocorrência entre os eventos.

Construímos curvas de luz da fonte em duas faixas distintas de energia para obtermos uma medida da “dureza” de AE Aqr. As curvas de luz foram obtidas nas faixa de 0,3-2,0 keV (*soft*) e de 2,0-10 keV (*hard*). Na Figura 4.3, apresentamos a variação da dureza de AE Aqr em relação ao brilho total da fonte durante a observação. Observa-se uma tendência crescente na taxa de dureza, indicando que o aumento do brilho da fonte está associado a um aumento na emissão de raios X mais energéticos.

Durante a observação a dureza também variou em função do tempo, destacando um comportamento de transição entre os diferentes estados espectrais, como mostra

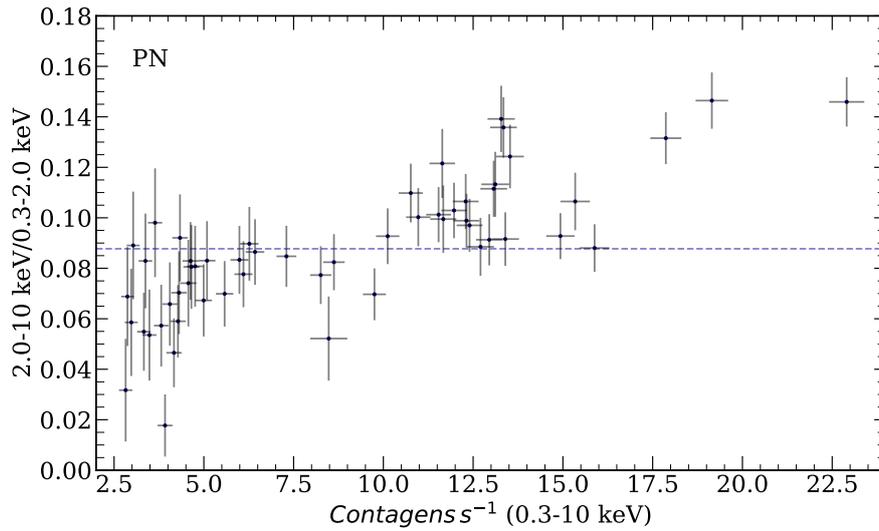


Figura 4.3 Comportamento da dureza espectral em relação ao brilho total de AE Aqr durante a segunda observação XMM-Newton.

a Figura 4.4. Nessa figura, plotamos as curvas com *bins* de 250 segundos e 1000 segundos para tornar mais evidente a razão na taxa de contagens. Notamos que para intervalos de tempo menores que 8000 s (estado baixo), a proporção se mantém próxima à média da razão da taxa de contagens. No entanto, para intervalos acima de 8000 s, observamos que a taxa de contagens excede os valores médios em aproximadamente em  $1\sigma$ , indicando que a fonte passou a emitir raios X mais energéticos em intervalos acima de 8000 s (estado alto). Isso indica que a fonte tornou-se mais “dura” durante o estado de alto brilho.

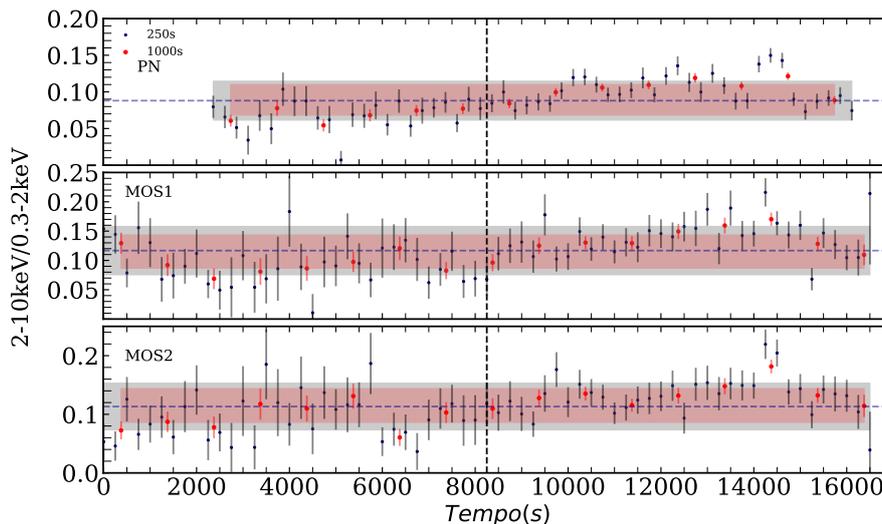


Figura 4.4 Taxa de dureza dos módulos PN, MOS1 e MOS2, construídas em intervalos de 250 s e 1000 s. As linhas horizontais pontilhadas representam os valores médios da razão de “dureza”, enquanto a linha vertical indica o momento em que a fonte apresenta aumento de brilho. As barras sobrepostas representam a dispersão em torno do valor médio em  $1\sigma$ .

Foi realizada uma análise das curvas de luz dividindo-as em dois estados distintos. O primeiro é o estado de brilho baixo, caracterizado por intervalos de tempo inferiores a 8000 segundos, nos quais a fonte apresenta pouca variação e brilho baixo. O segundo é o estado de alto brilho, que abrange intervalos de tempo maiores que 8000 s, nos quais a fonte manifesta um aumento significativo de brilho.

Para cada um desses estados da fonte, foram construídas curvas de luz em diferentes intervalos de energia denominados *soft* e *hard*. Em seguida, construímos um gráfico de razão de “dureza” para esses estados, representando a relação entre as taxas de contagens nos dois intervalos de energia (Figura 4.5). O resultado dessa análise revelou que a “dureza” espectral de AE Aqr no estado de brilho alto é, em média, duas vezes maior do que a média da razão da taxa de contagens da fonte no estado de brilho baixo.

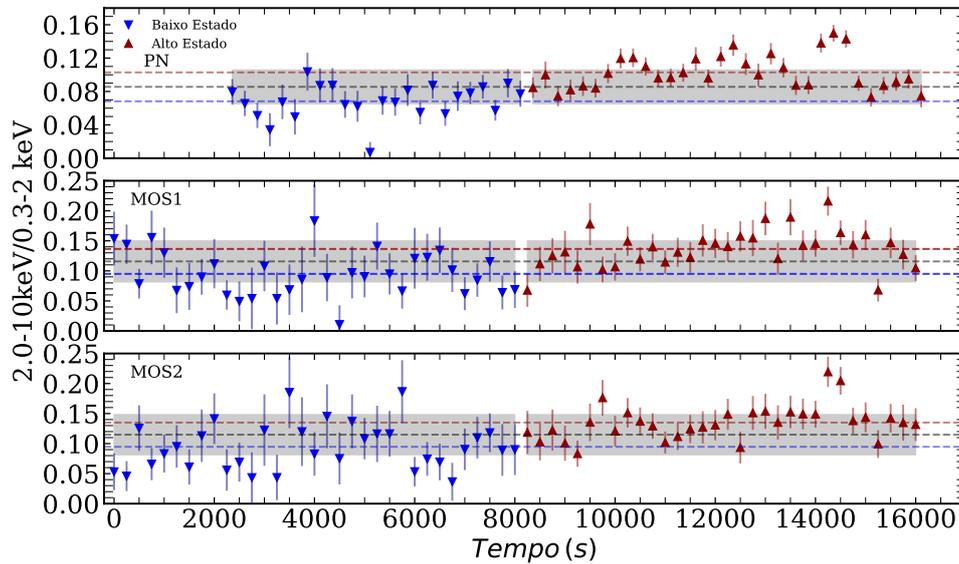


Figura 4.5 Razão de “dureza” do estado baixo (triângulos azuis) e estado alto (triângulos vermelhos) de AE Aqr. As linhas pontilhadas em azul e vermelho representam a média da taxa de dureza para o baixo e alto estado, respectivamente. A região sombreada representa a dispersão em  $1\sigma$  em relação à média total (linha pontilhada em preto)

### 4.1.2 Análise das curvas de luz NuSTAR (FPMA e FPMB)

A Figura 4.6 apresenta as curvas de luz de AE Aqr obtidas a partir do NuSTAR-FPMA/FPMB (ObsID-30001120004). Nessa figura, é possível observar o caráter variável da fonte, evidenciado pelas variações de brilho baixo e brilho alto ao longo do tempo. As curvas de luz foram construídas considerando intervalos de tempo de 1000 segundos abrangendo uma faixa de energia de 3,0 a 25 keV.

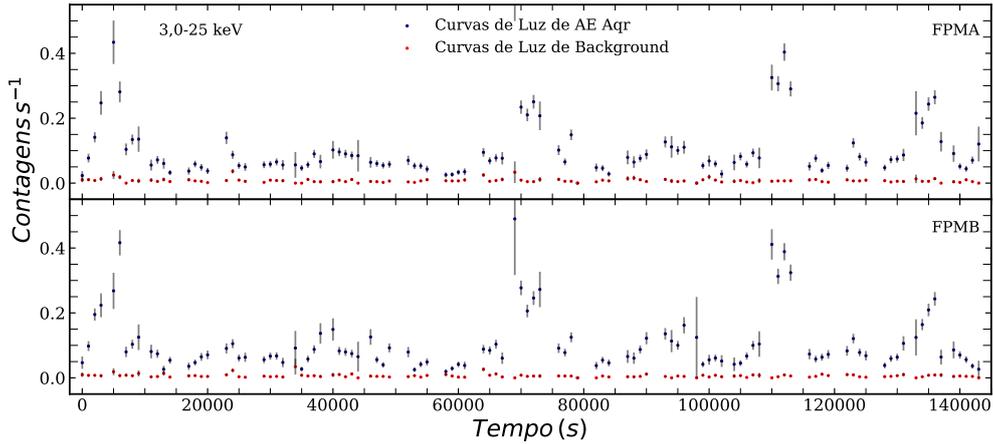


Figura 4.6 Curvas de luz subtraídas do *background* de AE Aqr dos dados NuSTAR (módulos FPMA e B). As curvas de luz da fonte são mostradas em azul, enquanto as curvas de luz do *background* são mostradas em vermelho.

As curvas de luz NuSTAR foram construídos em intervalos de energia de 3-10 keV e de 10-25 keV. Para essas curvas NuSTAR, definimos a razão de “dureza” como a relação entre a taxa de contagens nas faixas de 10-25 keV (*hard*) e de 3-10 keV (*soft*). A Figura 4.7 apresenta as curvas de luz de AE Aqr nas faixas de energia de 3-10 keV e 10-25 keV. Não foi observada nenhuma variação significativa na “dureza” de AE Aqr ao longo do tempo. Também não foi possível observar variação na “dureza” espectral em relação ao brilho total da fonte como mostra a Figura 4.8.

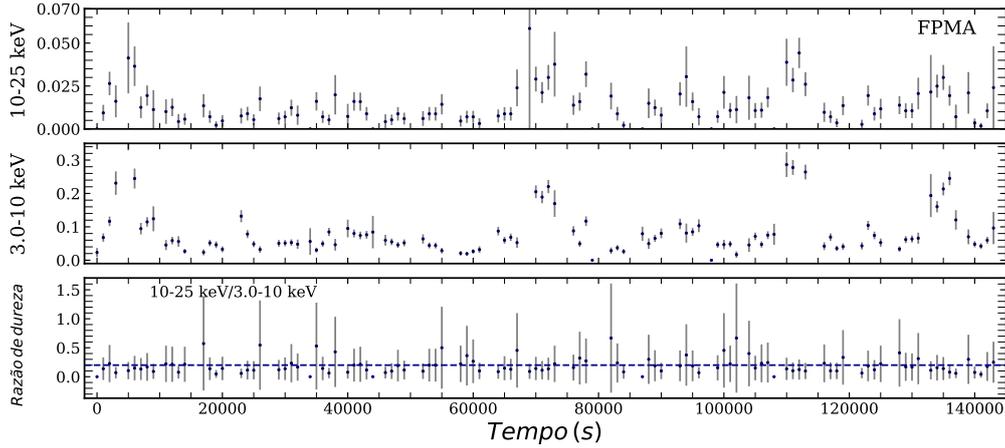


Figura 4.7 Curvas de luz do NuSTAR em diferentes faixas de energia e razão de “dureza” do módulo FPMA..

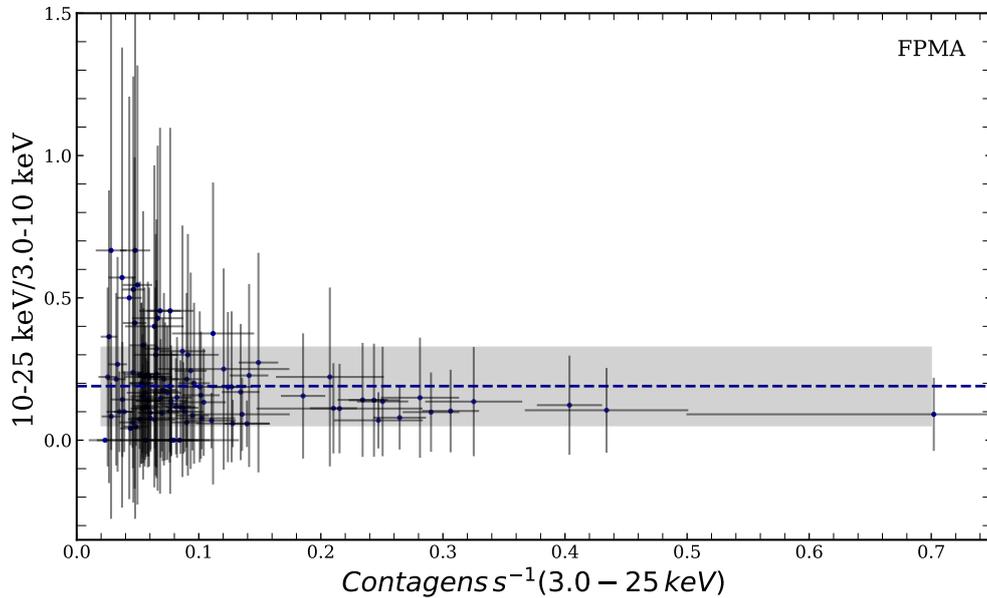


Figura 4.8 Dureza espectral em função do brilho total. A linha pontilhada em azul representa a média da taxa de dureza. A barra em cinza representa a dispersão em torno do valor médio com uma margem de erro de  $1\sigma$ .

### 4.1.3 Análise das curvas de luz da observação Swift (XRT)

A Figura 4.10 mostra a curva de luz da fonte, bem como a curva de luz do *background*, construídas com *bins* de 1000 segundos. O intervalo ausente de contagens entre 1000s e 5600s segundos corresponde ao período de ocultação da Terra devido à “baixa” órbita do satélite.

A característica variável de AE Aqr, que foram observada nas curvas de luz do XMM-Newton e do NuSTAR, também é confirmada na curva de luz do Swift através da taxa de “dureza” dos raios X *soft* (0,3 – 2 keV) e dos raios X *hard* (2-10

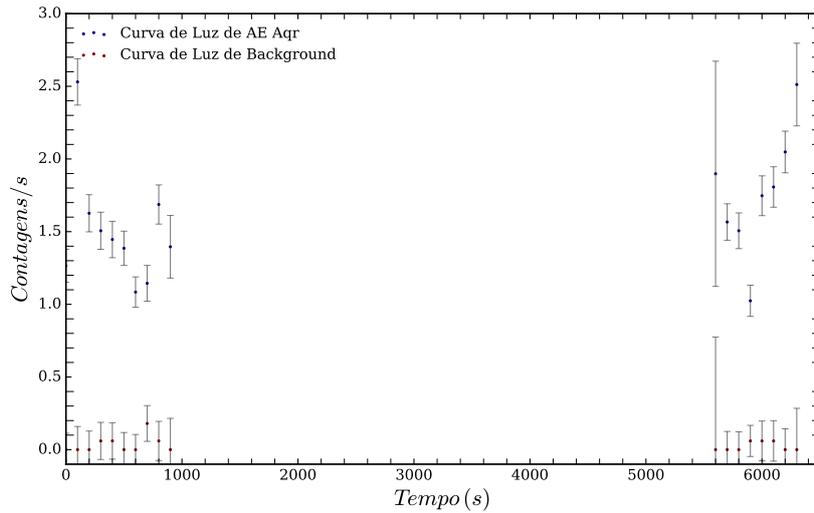


Figura 4.9 Curva de luz de AE Aqr (em azul) subtraída do *background* (em vermelho) dos dados do Swift (módulo XRT; ObsID-00030295037.)

keV), como pode ser observado na Figura 4.10. A razão da taxa de contagens *hard/soft* mostra-se menor que 1, indicando que a emissão em raios X de AE Aqr é dominada pelos raios X *soft* assim como mostrou a análise das curvas de luz XMM-Newton.

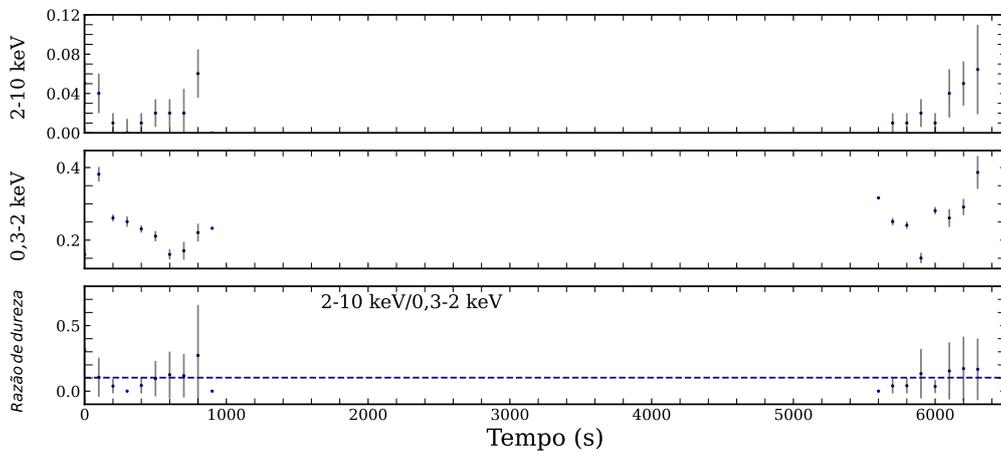


Figura 4.10 Curvas de luz do Swift-XRT em diferentes faixas de energia: 2-10 keV (quadro superior), 0,3-2 keV (quadro do meio) e razão de dureza (quadro inferior).

## 4.2 Propriedades espectrais em raios X

### 4.2.1 Análise Espectral

A análise espectral de AE Aqr foi conduzida com modelos térmicos opticamente finos de temperatura única (modelo *apec*) e de múltiplas temperaturas (modelo *mkcflow*), sendo este último para testar a hipótese do *cooling-flow* do plasma emissor de raios X. O parâmetro correspondente à temperatura baixa do modelo *mkcflow* foi fixada na menor temperatura permitida pelo XSPEC ( $kT=0,0808$  keV), que está abaixo do que poderia ser distinguido pelos espectros sob análise e ainda assim de acordo com as expectativas. Foram empregados três modelos diferentes para considerar a absorção dos fótons de raios X. O modelo *phabs* foi utilizado para a absorção fotoelétrica devido ao meio interestelar e os modelos de absorção complexa *pcfabs* e *pwab*, que levam em consideração a absorção dos fótons por material neutro.

Também avaliamos a descrição dos espectros, incluindo o modelo *reflect*, para verificar a hipótese de reflexão dos fótons em raios X através do espalhamento Compton. Mantivemos o ângulo de inclinação da superfície refletora constante no valor padrão do XSPEC ( $\cos(i)=45$ ) e o fator de reflexão congelado em 1 ( $rel_{refl} = 1$ ) quando aplicado aos espectros XMM-Newton. Para os espectros Swift+NuTAR, que cobrem faixa espectral alta o suficiente para restringir os valores para reflexão, deixamos o parâmetro de reflexão variar livremente durante o ajuste. Quando utilizado o modelo *reflect* com *vappec* ou *vmcflow*, associamos o parâmetro de abundância de Ferro do *reflect* a do parâmetro correspondente do *vmcflow* e *vappec* (abundância de  $Fe_{reflect} = \text{abundância de } Fe_{vappec|vmcflow}$ ). Ainda sobre o *reflect* quando aplicado aos espectros XMM-Newton, extrapolamos o limite superior em energias para a qual o modelo é calculado para 100 keV, pois os raios X acima da cobertura instrumental podem sofrer reflexão para faixas de energias cobertas pelos instrumentos. Para todos os modelos, adicionamos uma linha gaussiana em 6,4 keV, com largura ( $\sigma$ ) igual a 0,01 keV, para avaliar a existência da linha de fluorescência de Ferro  $K_{\alpha}$ , esperada por interação de raios X acima de 7 keV e elétrons da camada K em átomos de ferro neutro ou com baixa ionização (Mukai, 2017).

Os ajustes foram feitos simultaneamente para os espectros obtidos com o Swift e com o NuSTAR, utilizando os instrumentos XRT, FPMA e FPMB. Seguimos a mesma metodologia utilizada para ajustar os espectros do XMM-Newton, utilizando os espectros correspondentes aos módulos EPIC, RGS1 e RGS2 em conjunto. O objetivo foi de descrever tanto o contínuo quanto as linhas espectrais em emissão presentes nos espectros.

Durante os ajustes com XSPEC foi implementada uma constante multiplicativa, *const*, tanto para a análise dos espectros do XMM-Newton quanto para a análise do Swift+NuSTAR. Essa constante é utilizada para compensar eventuais diferen-

ças nas contagens entre os instrumentos devido a problemas de correlação cruzada entre as respostas instrumentais. Durante os ajustes, mantivemos o fator da constante congelado em 1 ( $factor=1$ ) para os ajustes dos espectros do NuSTAR/FPMA, enquanto permitimos que os fatores dos módulos Swift/XRT e NuSTAR/FPMB variassem livremente. No caso da análise dos espectros XMM-*Newton*, seguimos a mesma filosofia, fixando o fator para o espectros dos instrumento PN e RGS1, enquanto deixamos os fatores da MOS1, MOS2 e RGS2 livres para variar durante o ajuste. Nesse caso, os parâmetros de normalização dos modelos correspondente aos espectros MOS1 e MOS2 são associados aos correspondentes da PN, assim como as normalizações dos modelos relacionados ao RGS2 foram associadas às normalizações do RGS1. Como a cobertura em energia do RGS não abrange as faixas em que ocorre a emissão da linha de Fe em 6,4 keV, associamos o parâmetro de normalização da linha gaussiana ao parâmetro de normalização da linha gaussiana ajustada ao espectro do módulo PN.

A análise foi feita a partir dos espectros correspondentes a todo o tempo de exposição da observação do XMM-*Newton*. Posteriormente, foram criados espectros correspondentes a momentos distintos: um em que a fonte apresentou baixo brilho (estado baixo) e outro em que a fonte apresentou aumento de brilho (estado alto), com base nas curvas de luz de AE Aqr, conforme mostrado na Figura 4.11. Os modelos que apresentaram melhor ajuste aos espectros integrados (espectros de toda a observação) foram selecionados para serem aplicados aos espectros de baixo e alto estado. A Tabela 4.1 resume os modelos testados na descrição dos espectros de raios X de AE Aqr.

Tabela 4.1 Modelos utilizados no ajuste espectral de AE Aqr.

Modelo	Descrição
M1 <sub>a/v</sub>	const×phabs×[(apec ou vapec)+gauss]
M2 <sub>a/v</sub>	const×phabs×[(apec+apec ou vapec+vapec)+gauss]
M3 <sub>a/v</sub>	const×phabs×[(apec+apec+apec ou vapec+vapec+vapec)+gauss]
M4 <sub>a/v</sub>	const×phabs×[(apec+apec+apec+apec ou vapec+vapec+vapec+vapec)+gauss]
M5 <sub>a/v</sub>	const×phabs×pcfabs×[(apec+apec+apec+apec ou vapec+vapec+vapec+vapec)+gauss]
M6 <sub>a/v</sub>	const×phabs×pwab×[apec+apec+apec+apec ou vapec+vapec+vapec+vapec)+gauss]
M7 <sub>m/v</sub>	const×phabs×[(mkcflow ou vmcflow)+gauss]
M8 <sub>m/v</sub>	const×phabs×pcfabs×[(mkcflow ou vmcflow)+gauss]
M9 <sub>m/v</sub>	const×phabs×pcfabs×[(mkcflow ou vmcflow)×reflect+gauss]
M10 <sub>m/v</sub>	const×phabs×[(apec+mkcflow ou vapec+vmcflow)+gauss]
M11 <sub>m/v</sub>	const×phabs×pcfabs×[(apec+mkcflow×reflect ou vapec+vmcflow×reflect)+gauss]
M12 <sub>m/v</sub>	const×phabs×[(apec+mkcflow×reflect×pcfabs ou vapec+vmcflow×reflect×pcfabs)+gauss]

(a/v) Indica quando utilizado o modelo simples *apec* ou sua variante *vapec*.

(m/v) Indica quando utilizado o modelo *mkcflow* ou sua variante *vmcflow*.

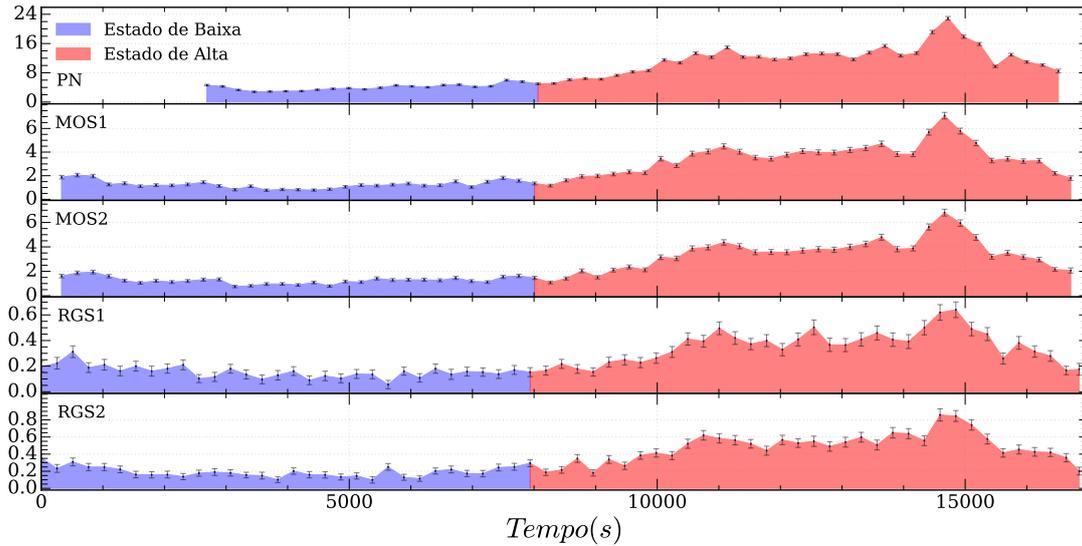


Figura 4.11 Curvas de Luz AE Aqr da segunda observação com o XMM-Newton (ObsID-0111180201) na faixa de energia de 0,3-10 keV EPIC e na faixa de 0,35-2,50 keV RGS, destacadas em estados de brilho baixo (em azul) e em estado de brilho alto (em vermelho), respectivamente.

Devido à degenerescência existente entre as abundâncias e os demais parâmetros dos modelos utilizados, os modelos selecionados a partir dos ajustes aos espectros integrados foram ajustados aos espectros de baixo e alto estado, inicialmente permitindo que as abundâncias variem livremente. Isso nos permitiu avaliar quais valores de abundâncias seriam adequados para análise e, posteriormente, fixá-los, quebrando a degenerescência e permitindo a análise da variação dos demais parâmetros nos diferentes estados da fonte.

No que diz respeito aos espectros de alta resolução, para os ajustes utilizamos apenas os espectros e matrizes *.rmf* de primeira ordem obtidos pelos instrumentos RGS1 e RGS2, pois os espectros de segunda ordem apresentam baixa qualidade espectral. A Figura 4.12 mostra os espectros de alta resolução do XMM-Newton para o estado baixo e alto da fonte, assim como para o integrado, destacando a variação do fluxo das linhas de emissão de tipo hidrogênio e hélio nos diferentes estados de emissão da fonte.

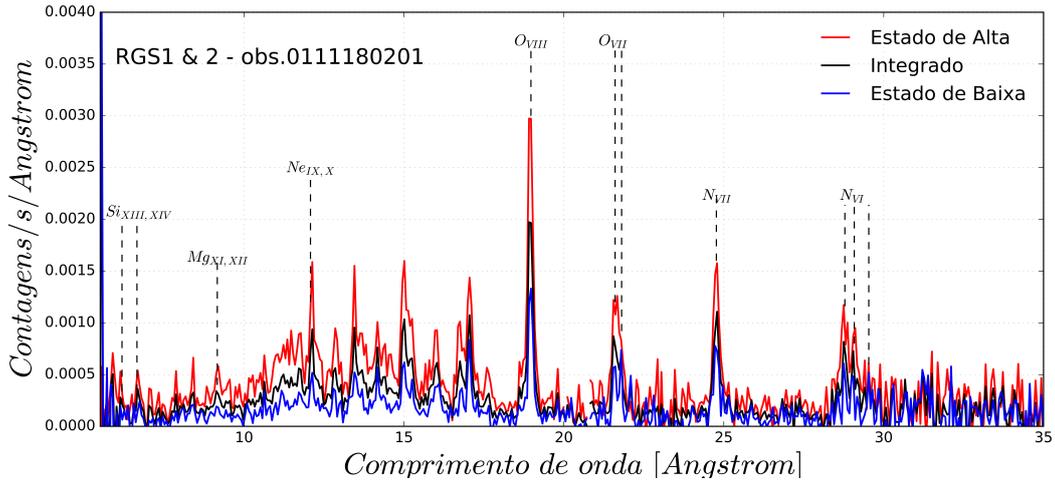


Figura 4.12 Espectro de raios X de alta resolução de AE Aqr (ObsID-0111180201, RGS1 + RGS2), durante o estado baixo em azul, estado alto em vermelho e o espectro obtido durante toda a observação (espectro integrado em preto).

Os modelos de melhor ajuste obtidos a partir dos espectros XMM-*Newton* foram ajustados aos espectros do Swift (ObsID-00030295037; 0,5-10 keV) e do NuSTAR (ObsID-30001120004; 3-25 keV) em conjunto. Nosso objetivo foi avaliar a evolução espectral de AE Aqr a partir de observações realizadas em diferentes períodos, uma vez que as observações da fonte pelo XMM-*Newton* foram realizadas em 2001, enquanto as observações conjuntas do Swift e NuSTAR foram feitas em 2012. Durante os ajustes as abundâncias foram mantidas fixas com base nos valores encontrados na análise dos espectros de alta e média resolução do XMM-*Newton*, uma vez que os espectros Swift+NuSTAR não possuem resolução espectral suficiente para resolver as linhas de emissão do plasma emissor de raios X. Utilizamos os mesmos modelos descritos na Tabela 4.1 para analisar esse conjunto de espectros. Os resultados dessa análise serão descritos a seguir.

#### 4.2.2 Análise espectral dos espectros XMM-*Newton* (2001)

Iniciamos ajustando o modelo térmico opticamente fino de temperatura única afetado por uma componente de absorção simples ( $phabs \times apec$ ) e, gradualmente, adicionamos novas componentes térmicas até que o ajuste não apresentasse melhorias significativas (tanto por análise visual quanto por análise estatística, baseando-se na estatística  $\chi^2$ ). Em geral, os modelos utilizados para descrever espectros de alta resolução em raios X apresentam dificuldades em reproduzir detalhes nos perfis das linhas e, ocasionalmente, no contínuo local, resultando em valores de  $\chi^2_\nu$  entre 1,3-1,65. Para selecionar os modelos de melhor ajuste, conside-

ramos aqueles que retornaram uma significância estatística de  $\chi^2_\nu \leq 1,65$ . Entre os modelos testados, três deles apresentaram um  $\chi^2_\nu \leq 1,65$  e foram considerados como bons candidatos para descrever os espectros integrados de AE Aqr. Esses modelos foram o  $M4_v$ ,  $M5_v$  e  $M12_v$ , conforme apresentado na Tabela 4.1.

### Modelos de multiplas componentes térmicas discretas (*apec/vapec*)

Os ajustes utilizando o modelo térmico simples (*apec*) não foram capazes de descrever adequadamente os espectros XMM-Newton de AE Aqr, mesmo quando aumentamos o número de componentes térmicas acima de quatro. Assim, optamos por utilizar a variante *vapec*, que oferece maior flexibilidade na determinação das abundâncias químicas dos elementos individualmente, proporcionando uma descrição mais precisa dos espectros. A Figura 4.13 mostra os resultados dos ajustes dos modelos  $M1_v$ ,  $M2_v$ ,  $M3_v$ ,  $M6_v$  aos espectros do XMM de AE Aqr, os quais não se ajustaram adequadamente aos espectros.

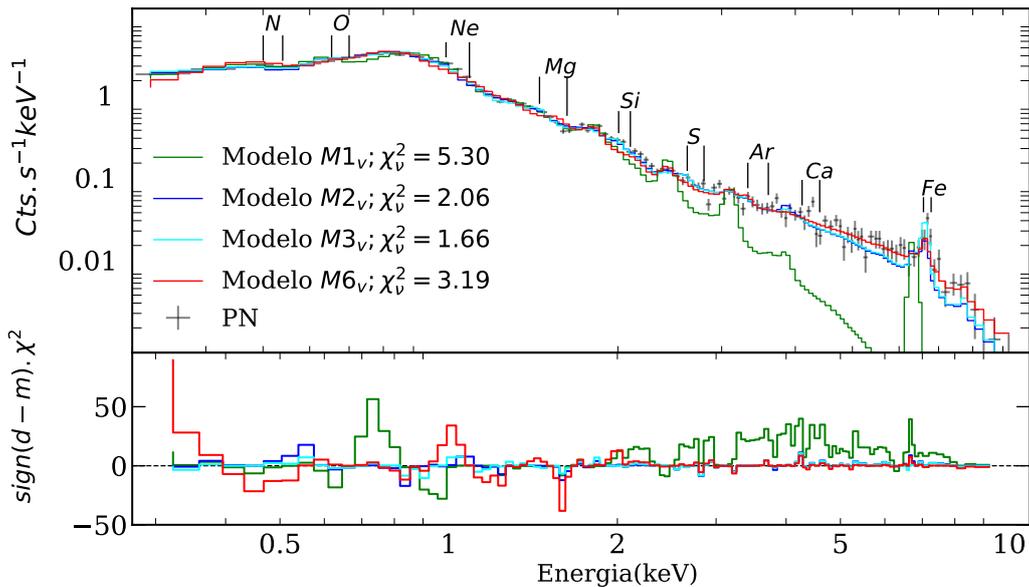


Figura 4.13 Espectros da EPIC PN da segunda observação (ObsID-0111180201) ajustado com os modelos  $M1_v$  (verde),  $M2_v$  (azul),  $M3_v$  (azul claro) e  $M6_v$  (vermelho).

Um bom ajuste utilizando o *vapec* foi alcançado quando aumentamos o número de componentes térmicas para quatro (modelo  $M4_v$ ), resultando em um  $\chi^2_\nu$  de 1,55 para 700 graus de liberdade. A descrição do espectro contendo quatro componentes térmicas apresentou um excesso de resíduos na região de 0,4-2,5 keV em relação aos espectros de alta resolução RGS1 e RGS2 (ver Figura 4.14). No entanto, nos espectros EPIC, o modelo mostrou-se satisfatório e descreveu bem os espectros

em toda a faixa de energia de 0,3-10 keV, embora tenha subestimado ligeiramente a linha de emissão do complexo de ferro em torno de 7 keV. Com este ajuste, as temperaturas obtidas foram  $kT_1 = 0,24 \pm 0,01$  keV,  $kT_2 = 0,79 \pm 0,01$  keV,  $kT_3 = 1,30 \pm 0,05$  keV e  $kT_4 = 4,77^{+0,05}_{-0,04}$  keV, e densidade de coluna de hidrogênio de  $N_H = 0,04 \pm 0,01 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ .

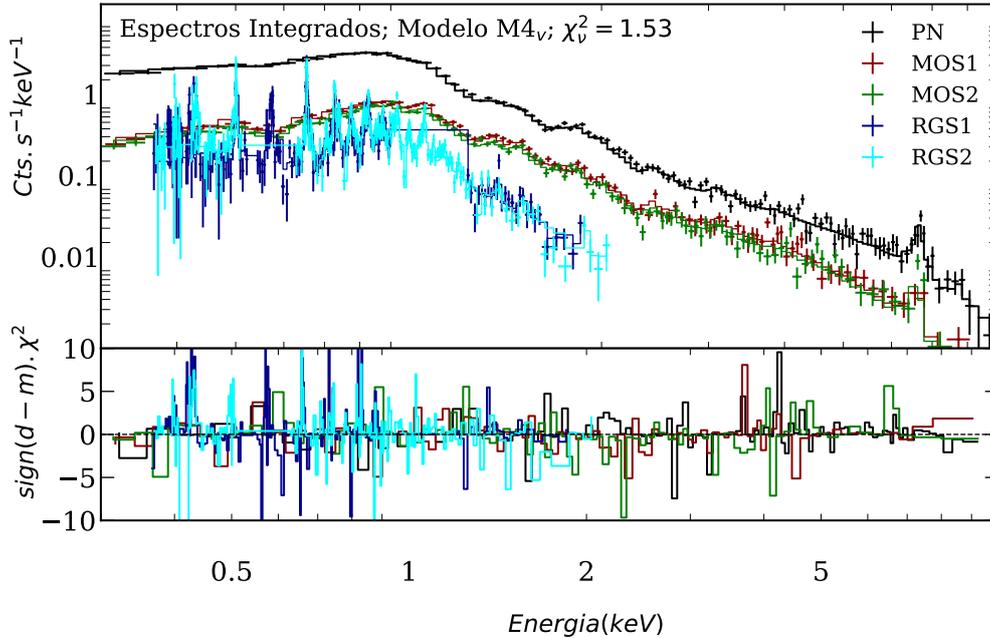


Figura 4.14 Espectros integrados: PN em preto, MOS1 em vermelho, MOS2 em verde, RGS1 em azul e RGS2 em azul claro. O ajuste espectral foi realizado com o modelo  $M4_v$  ( $\text{phabs} \times [\text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{gauss}]$ ). O painel inferior mostra os resíduos do ajuste em unidades de  $\chi^2$ .

O fluxo não absorvido<sup>1</sup> obtido na faixa de energia de 0,3-10 keV usando o comando `flux 0.3 10` no XSPEC foi de  $1,80 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Esse valor em fluxo implica em uma baixa luminosidade ( $L_x \sim 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ ) consistente com os valor de luminosidade obtida para raios X *soft* ( $L_x \sim 10^{31} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) em trabalhos anteriores (por exemplo, Choi & Dotani, 2006; Itoh et al., 2006) e maior que a luminosidade de raios duros ( $L_{x,\text{duros}} \leq 5,3 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ ) relatada por Terada et al. (2008) e Kitaguchi et al. (2014). A componente “fria” representa 12,44% do fluxo total calculado na faixa de energia de 0,3-10 keV, 22,33% para a segunda componente e 25,50% para a terceira. A componente “quente” exerce maior contribuição para o fluxo intrínseco observado, representando 40,27% do fluxo total. A contribuição do fluxo da componente gaussiana é desprezível, representando apenas 0,15%, o que implica que sua contribuição para o fluxo total não absorvido é insignificante

<sup>1</sup>Fluxo intrínseco da fonte obtido através do modelo desconsiderando a componente de absorção.

e, portanto, não foi possível detectar a linha de emissão por fluorescência de Ferro neutro em 6,4 keV nos espectros XMM-*Newton* de AE Aqr.

Aplicamos o modelo  $M_{4v}$  aos espectros de raios X obtidos nos estados baixa e alta, com o objetivo de avaliar a evolução espectral dos parâmetros entre esses estados. Durante o ajuste dos espectros, permitimos que os parâmetros de abundâncias e a densidade de coluna de hidrogênio variem livremente, além das normalizações e temperaturas de cada componente *vapec*. O ajuste resultou em um valor de  $\chi^2_{\nu} = 1,25$  para os espectros de baixo estado e  $\chi^2_{\nu} = 1,48$  para os espectros de alto estado. O resultado do ajustes para os espectros de estado de alta e de baixa emissão é mostrado na Figura 4.15, onde estão apresentados apenas os espectros da câmera EPIC PN de maneira a fornecer melhor visualização da descrição espectral.

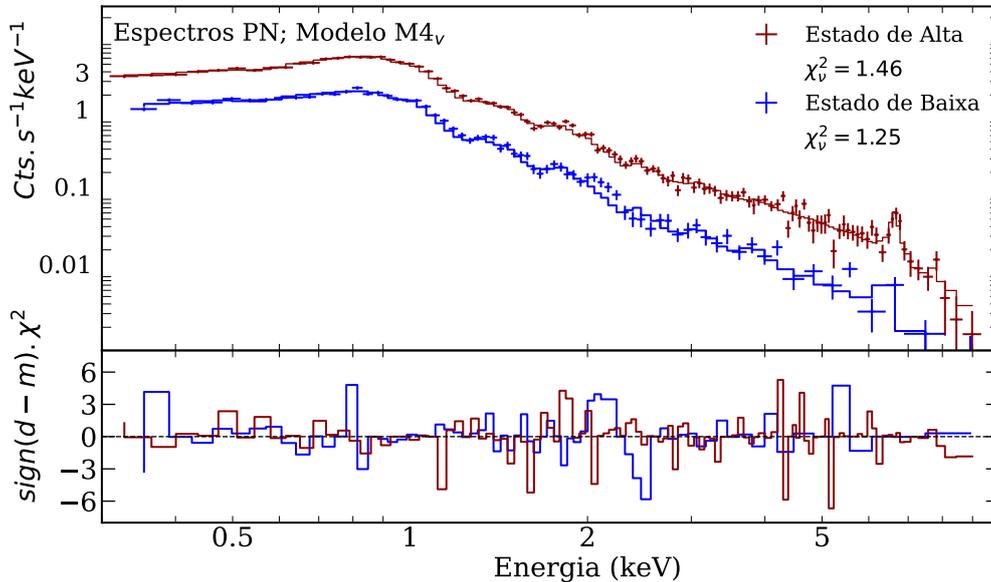


Figura 4.15 Espectros em estado baixo em azul e em estado alto em vermelho de AE Aqr a partir da câmera EPIC PN. O ajuste espectral foi realizado com o modelo  $M_{4v}$  ( $\text{phabs} \times [\text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{gauss}]$ ). O painel inferior mostra os resíduos do ajuste em unidades de  $\chi^2$ .

Tabela 4.2 Resultados do ajuste espectral do modelo  $M4_v$  para os espectros de baixa e alta emissão da fonte a partir dos espectros XMM-Newton (ObsID-011118020).

Parâmetros	Integrados	Estado Baixo	Estado Alto
$N_H$ ( $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ )	$0,04 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$	$0,05 \pm 0,01$
$N(Z_\odot)$	$3,84^{+0,60}_{-0,51}$	$4,88^{+1,40}_{-1,07}$	$3,09^{+0,61}_{-0,52}$
$O(Z_\odot)$	$0,70^{+0,09}_{-0,08}$	$0,80^{+0,17}_{-0,14}$	$0,65^{+0,10}_{-0,09}$
$Ne(Z_\odot)$	$1,60^{+0,25}_{-0,22}$	$1,41^{+0,38}_{-0,31}$	$1,83^{+0,36}_{-0,31}$
$Mg(Z_\odot)$	$0,87^{+0,11}_{-0,10}$	$0,91^{+0,22}_{-0,18}$	$0,92^{+0,14}_{-0,13}$
$Si(Z_\odot)$	$0,82^{+0,01}_{-0,09}$	$0,72^{+0,16}_{-0,13}$	$0,84^{+0,12}_{-0,11}$
$Ar(Z_\odot)$	$2,71^{+0,60}_{-0,57}$	$3,32^{+1,27}_{-1,19}$	$2,13^{+0,76}_{-0,74}$
$Ca(Z_\odot)$	$0,84^{+0,50}_{-0,47}$	$3,13^{+1,27}_{-1,15}$	$1,42^{+0,68}_{-0,64}$
$Fe(Z_\odot)$	$0,60 \pm 0,1$	$0,52^{+0,01}_{-0,08}$	$0,70^{+0,07}_{-0,07}$
$kT_1$ (keV)	$0,24 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,01$	$0,23 \pm 0,01$
$kT_2$ (keV)	$0,70 \pm 0,01$	$0,65 \pm 0,03$	$0,71^{+0,01}_{-0,02}$
$kT_3$ (keV)	$1,30 \pm 0,05$	$1,21 \pm 0,06$	$1,35^{+0,06}_{-0,05}$
$kT_4$ (keV)	$4,77^{+0,05}_{-0,04}$	$4,10^{+0,94}_{-0,62}$	$5,44^{+0,49}_{-0,44}$
$EM_1$ ( $10^{53} \text{ cm}^{-3}$ )	$2,07 \pm 0,34$	$0,86 \pm 0,03$	$3,17 \pm 0,80$
$EM_2$ ( $10^{53} \text{ cm}^{-3}$ )	$2,17 \pm 0,24$	$1,36 \pm 0,31$	$3,00 \pm 0,37$
$EM_3$ ( $10^{53} \text{ cm}^{-3}$ )	$2,65 \pm 0,04$	$1,42 \pm 0,25$	$3,81 \pm 0,47$
$EM_4$ ( $10^{53} \text{ cm}^{-3}$ )	$4,38 \pm 0,34$	$1,55 \pm 0,20$	$7,16 \pm 0,40$
$N_{gauss}$ ( $10^{-6}$ )	$2,74 \pm 1,96$	$< 2,26$	$< 3,50$
$F_x^a$ ( $10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	1,80	0,84	2,47
$L_x^b$ ( $10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ )	1,80	0,84	2,46
$\chi_\nu^2/d.o.f$	1,53/700	1,25/318	1,46/543

<sup>a</sup> Fluxo total corrigido por absorção em faixas de energias de 0,3-10 keV

<sup>b</sup> Luminosidade calculada a partir do fluxo total não-absorvido e da distância até a fonte ( $L_x(d/91,34)$ ).

Nesse caso foram obtidos  $kT_1 = 0,22 \pm 0,01$  keV,  $kT_2 = 0,65 \pm 0,03$  keV,  $kT_3 = 1,21 \pm 0,06$  keV, e  $kT_4 = 4,10^{+0,94}_{-0,62}$  keV, e a densidade de coluna de hidrogênio foi  $N_H = 0,03^{+0,02}_{-0,01} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . O fluxo total intrínseco medido de 0,3 a 10 keV foi de  $0,84 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  o que se traduz em uma luminosidade de  $L_{x;0,3-10\text{keV}} = 0,84 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ . As contribuições dos plasmas para o estado de baixa foram de 17,02% para a componente “fria”,  $\sim 28\%$  para segunda componente, 25% e 40% para a terceira e quarta componente, respectivamente.

O ajuste do modelo  $M4_v$  aos espectros que correspondem ao estado de alta emissão nos retornou um  $\chi_\nu^2 = 1,46$  para 543 graus de liberdade. Os valores de temperaturas obtidos de  $kT_1 = 0,23 \pm 0,01$  keV,  $kT_2 = 0,71^{+0,01}_{-0,02}$  keV,  $kT_3 = 1,35^{+0,06}_{-0,05}$  keV e para o plasma mais “quente” foi de  $kT_4 = 5,44^{+0,49}_{-0,44}$  keV. O fluxo total não absorvido estimado a partir do modelo foi de  $2,47 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , o que corres-

ponde a uma luminosidade de  $L_{x;0,3-10\text{keV}} = 2,46 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ . A componente “fria” responde por 15,48% do fluxo total intrínseco, enquanto a componente “quente” é dominante, respondendo por  $\sim 47\%$  da emissão, a segunda e a primeira componente respondem por 21,20% e 19,21%, respectivamente. A Tabela 4.2 resume os valores dos parâmetros obtidos através do ajuste do modelo  $M4_v$  aos espectros integrados, de estado baixo e de estado alto da fonte.

A Figura 4.16 apresenta a descrição das linhas de emissão obtidas pelos espectrômetros RGS1 e RGS2, ajustadas a partir do modelo térmico de quatro temperaturas ( $M4_v$ ) para os espectros integrados, de baixo e alto estado da fonte. É possível observar que o modelo reproduz adequadamente a maioria das linhas de emissão, exceto por algumas linhas fracas que não foram bem ajustadas, como a linha de NVI e MgXI para os espectros correspondentes ao estado baixo e alto.

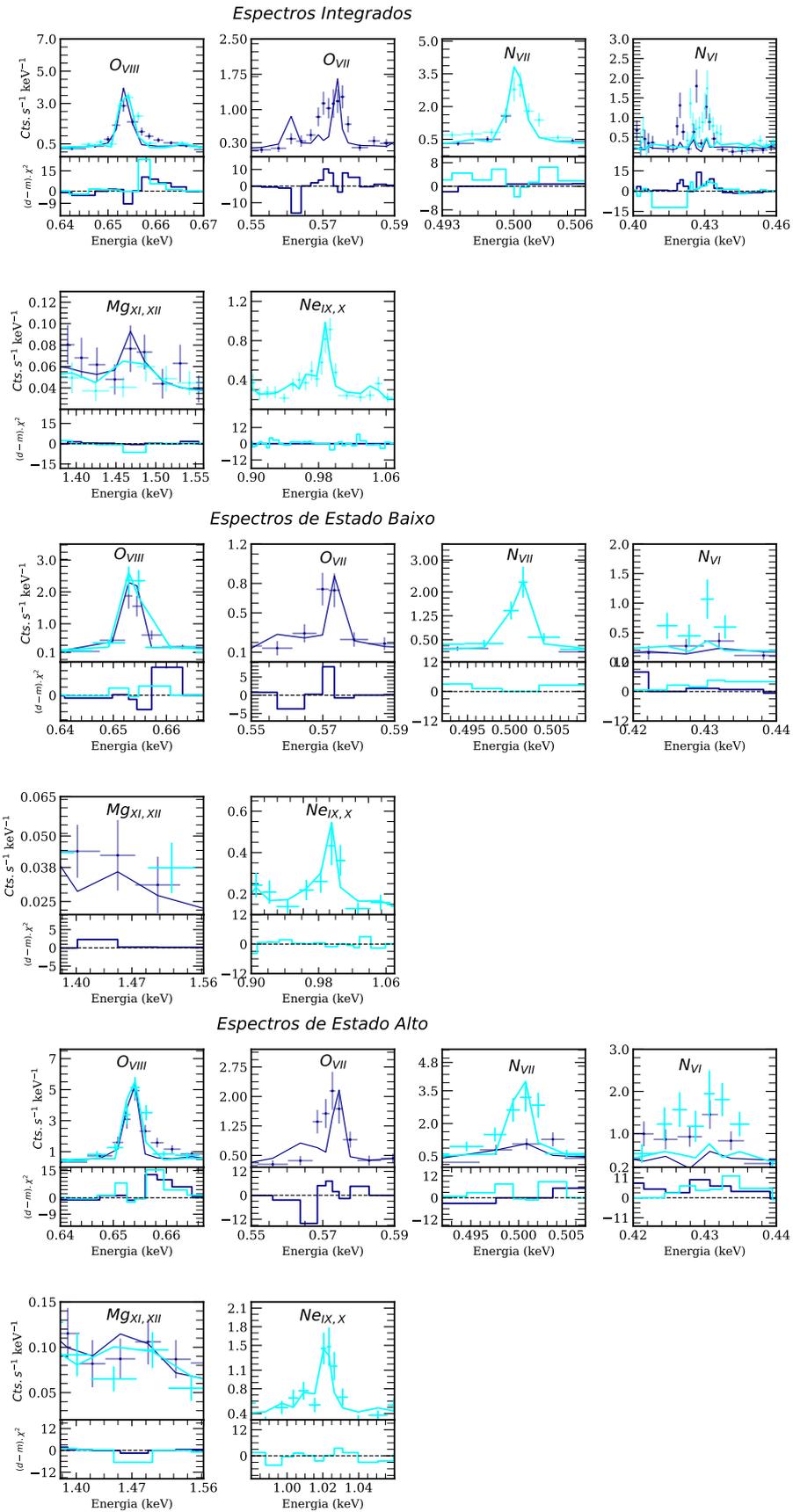


Figura 4.16 Descrição das linhas de emissão obtidas pelos espectrômetros RGS1 e RGS2, ajustadas a partir do modelo térmico  $M4_v$  para os espectros integrados, de estado baixo e estado alto da fonte.

Os valores de abundâncias obtidos a partir dos espectros integrados se mostram, em geral, subsolares, com exceção do N, que apresentou um valor aproximadamente quatro vezes maior que o valor solar, e do Ne e Ar, que apresentaram valores aproximadamente três vezes maiores que o valor solar. Tanto para os espectros de alto quanto para o estado de baixo brilho, os valores de abundâncias seguiram a mesma tendência, resultando em valores acima do solar para N, Ne e Ar. Além disso, observou-se que os valores de abundâncias para os espectros integrados mostraram-se intermediários aos valores dos espectros de estado baixo e alto, exceto para o Ca, cujo valor obtido através dos espectros de estado baixo se mostrou muito superior ao valor solar. A Figura 4.17 mostra os nossos valores das abundâncias elementares para os diferentes o estados da fonte.

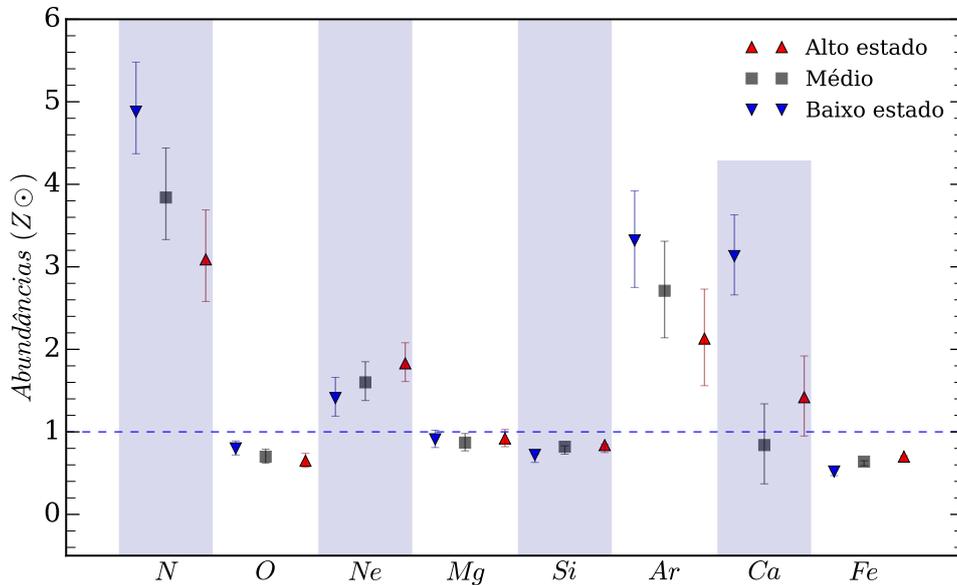


Figura 4.17 Valores de abundâncias obtidos para os espectros de estado baixo (triângulos azuis), estado alto (triângulos vermelhos) e integrados (quadrados em preto). Os elementos avaliados são N, O, Ne, Mg, Si, Ar, Ca e Fe.

Aplicamos esses resultados aos espectros de estado baixo e alto, mantendo os parâmetros de abundâncias congelados nos valores encontrados a partir dos espectros integrados. Deixamos as temperaturas, os parâmetros de normalização e a coluna de absorção variarem livremente, de maneira a avaliarmos a evolução desses parâmetros nos diferentes estados da fonte. Os resultados estão apresentados na Tabela 4.3.

Tabela 4.3 Resultados do modelo M4<sub>v</sub> ajustado aos espectros de estado baixo e alto do XMM-Newton (vide texto). Os valores das abundâncias foram fixadas nos valores obtidos a partir dos espectros integrados.

Parâmetros	Estado Baixo	Estado Alto
$N_H$ ( $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ )	$0,03 \pm 0,01$	$0,05 \pm 0,01$
$kT_1$ (keV)	$0,22 \pm 0,01$	$0,23 \pm 0,01$
$kT_2$ (keV)	$0,64 \pm 0,02$	$0,71 \pm 0,01$
$kT_3$ (keV)	$1,20 \pm 0,06$	$1,35^{+0,05}_{-0,04}$
$kT_4$ (keV)	$3,61^{+0,50}_{-0,44}$	$5,44^{+0,46}_{-0,40}$
$EM_1$ ( $10^{-3}$ )	$1,23 \pm 0,12$	$3,17 \pm +0,23$
$EM_2$ ( $10^{-3}$ )	$1,11 \pm 0,01$	$2,98 \pm 0,13$
$EM_3$ ( $10^{-3}$ )	$1,24 \pm 0,15$	$3,81 \pm 0,37$
$EM_4$ ( $10^{-3}$ )	$1,83 \pm 0,22$	$7,16 \pm 0,38$
$N_{gauss}$ ( $10^{-6}$ )	$< 1,86$	$< 3,50$
$F_x$ ( $10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	0,83	2,81
$L_x^b$ ( $10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ )	0,80	2,78
$\chi^2_v/d.o.f$	1,26/325	1,44/551

<sup>a</sup> Fluxo total corrigido por absorção em faixas de energias de 0,3-10 keV

<sup>b</sup> Luminosidade calculada a partir do fluxo total não-absorvido e da distância até a fonte ( $L_x (d/91,34)$ ).

O modelo com as abundâncias fixas descreveu bem os espectros de estado baixo e alto de AE Aqr, resultando em valores de  $\chi^2_v$  de 1,25 e 1,53, respectivamente. Para o estado alto, observa-se um aumento no valor da densidade da coluna de absorção,  $N_H = 0,05 \pm 0,01 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , enquanto para o baixo estado o mesmo parâmetro foi de  $N_H = 0,03 \pm 0,01 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , indicando um pequena variação. Os valores da temperatura do plasma mais frio ( $kT_1 \sim 0,23$ ) não mostra grande variação do estado baixo para o estado alto, sugerindo que essa componente persiste na emissão em raios X, o que está de acordo com o observado por [Choi & Dotani \(2006\)](#). A componente de temperatura mais alta se mostra maior em temperatura durante o estado de alta emissão ( $kT_4 \sim 5,44$  keV). O fluxo calculado na faixa de energia de 0,3-10 keV é quase três vezes maior no estado alto do que durante o baixo, confirmando que a fonte de raios X tornou-se mais “dura” neste estado. A luminosidade em raios X na faixa de 0,3-10 keV está de acordo com as luminosidades em raios X obtidas por [Patterson et al. \(1980\)](#), [Kitaguchi et al. \(2014\)](#) e [Choi & Dotani \(2006\)](#). A luminosidade durante o estado alto excede em quase três vezes a luminosidade no estado baixo, o que pode ser atribuído a um aumento na taxa de

acrecção de matéria na anã branca, conforme previsto pela Equação 1.17.

### Distribuição da medida de emissão versus temperatura.

Para investigar o resfriamento gradual do plasma em acreção, calculamos a medida de emissão a partir dos valores das normalizações  $N_i$  obtidas ao ajustar o modelo  $M4_v$  aos espectros integrados (espectros correspondentes a todo tempo de observação). Para isso, utilizamos a Equação 2.8 que relaciona a normalização com a medida de emissão. Em seguida, construímos um gráfico que representa a distribuição da medida de emissão de cada plasma de acordo com a temperatura e comparamos nossos resultados com os resultados obtidos por Itoh et al. (2006) (Figura 4.18).

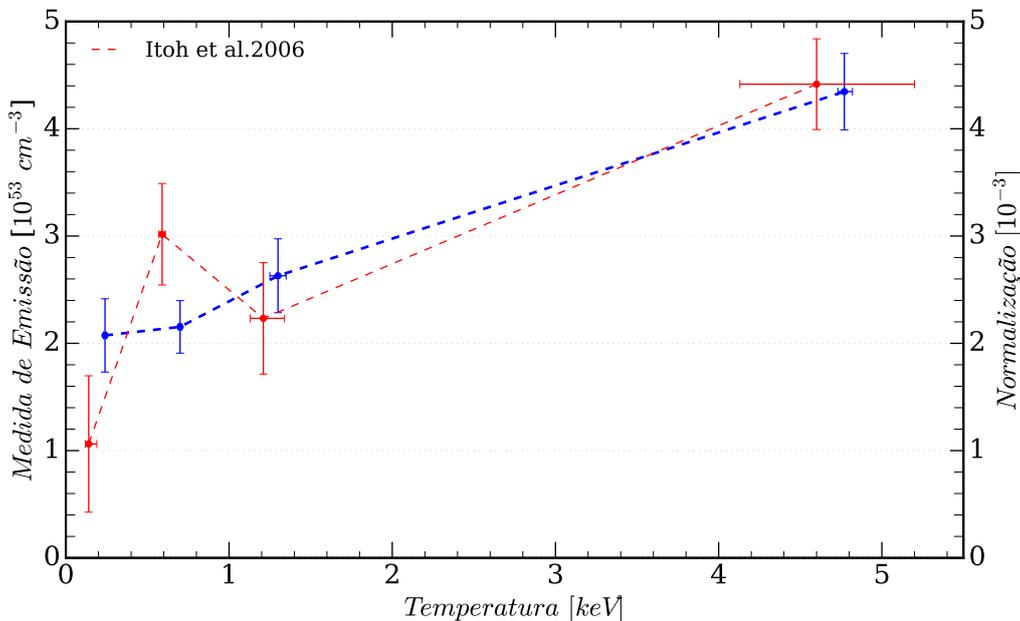


Figura 4.18 Distribuição da medida de emissão com a temperatura. A linha tracejada em azul ilustra a tendência observada por meio de nossos resultados, enquanto a linha tracejada em vermelho representa a tendência observada nos resultados obtidos por Itoh et al. (2006).

Os resultados demonstram uma tendência crescente da medida de emissão, o que está em acordo com a hipótese de resfriamento gradual da matéria ao longo da coluna de acreção (*cooling-flow*). No entanto, é importante ressaltar que nos estudos realizados por Itoh et al. (2006), embora tenha mostrado a presença de múltiplos plasmas, as medidas de emissão desses plasmas não apresentaram uma relação crescente da medida de emissão com a temperatura.

Nos resultados obtidos por Itoh et al. (2006), a primeira componente térmica

apresenta valor de mediada de emissão de  $2,07 \pm 0,34 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$  e uma temperatura de  $0,24 \pm 0,01 \text{ keV}$ . A segunda componente térmica possui uma emissão de  $2,17 \pm 0,24 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$  e uma temperatura de  $0,70 \pm 0,01 \text{ keV}$ , seguindo uma tendência crescente com a temperatura. No entanto, a terceira componente térmica apresenta um valor menor de emissão ( $2,65 \pm 0,04 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$ ), e uma temperatura de  $1,30 \pm 0,05 \text{ keV}$ , quebrando a tendência crescente com a temperatura. A quarta componente térmica tem maior valor de medida de emissão,  $4,38 \pm 0,34 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$ , com temperatura de  $4,77^{+0,05}_{-0,04} \text{ keV}$ . A Tabela 4.4 mostra os nossos resultados assim como os resultados desse autores.

Tabela 4.4 Resultados obtidos através do ajuste do modelo de quatro componentes térmicas em comparação com os resultados derivados por Itoh et al. (2006).

Parâmetros	Valores obtidos	
	Nossos	Itoh et al. (2006)
$EM_1 (10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$2,07 \pm 0,34$	$1,06 \pm 0,63$
$kT_1 (\text{keV})$	$0,24 \pm 0,01$	$0,14^{+0,05}_{-0,02}$
$EM_2 (10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$2,17 \pm 0,24$	$3,02 \pm 0,47$
$kT_2 (\text{keV})$	$0,70 \pm 0,01$	$0,59 \pm 0,01$
$EM_3 (10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$2,65 \pm 0,04$	$2,23 \pm 0,52$
$kT_3 (\text{keV})$	$1,30 \pm 0,05$	$1,21^{+0,13}_{-0,08}$
$EM_4 (10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$4,38 \pm 0,34$	$4,43 \pm 0,42$
$kT_4 (\text{keV})$	$4,77^{+0,05}_{-0,04}$	$4,60^{+0,60}_{-0,47}$

### Modelo de múltiplas componentes térmicas afetadas por absorção parcial complexa (M5<sub>v</sub>).

A descrição dos espectros integrados de AE Aqr melhora com a inclusão de uma segunda componente de absorção sendo esta complexa (*pcfabs*), que leva em conta a presença de uma absorção parcial da fonte de raios X. O modelo descreve bem os espectros em baixas energias, e também se observa uma melhor descrição do complexo de Fe em torno de 7 keV (Figura 4.19). O ajuste deste modelo é ligeiramente melhor em relação ao anterior, apresentando um  $\chi^2_\nu = 1,47$ .

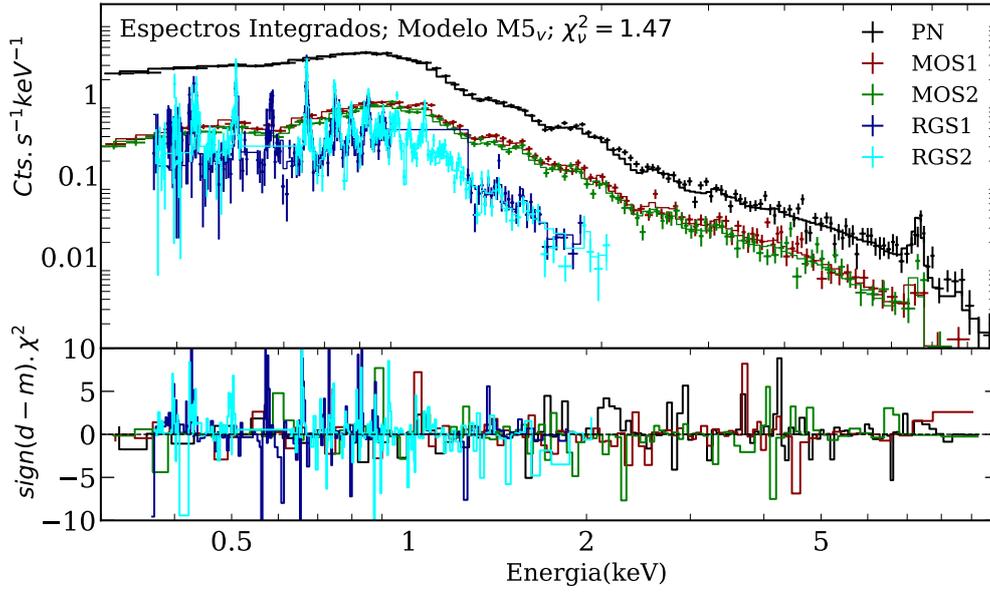


Figura 4.19 Espectros XMM-Newton: PN em preto, MOS1 em vermelho, MOS2 em verde, RGS1 em azul e RGS2 em azul claro. O ajuste espectral corresponde ao modelo ( $M5_v$ ;  $\text{phabs} \times \text{pcfabs} \times [\text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{gauss}]$ .)

O modelo  $M5_v$  representa um cenário em que os fótons produzidos são absorvidos por um material neutro presente no caminho dos fótons de raios X, com uma coluna de absorção de  $N_H = 28,48^{+5,82}_{-4,70} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , que cobre aproximadamente 60% da área da fonte de raios X na linha de visada do observador ( $Cvfract = 0,56^{+0,05}_{-0,06}$ ). O valor da coluna de absorção simples (modelo  $phabs$ ) foi de  $0,03 \pm 0,01 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . A temperatura do plasma mais “frio” convergiu para um valor de  $0,12^{+0,01}_{-0,01} \text{ keV}$ , enquanto as temperaturas da segunda e terceira componentes foram de  $0,44 \pm 0,02 \text{ keV}$  e  $0,87^{+0,01}_{-0,02} \text{ keV}$ , respectivamente. A temperatura do plasma “quente” foi inferida como sendo  $kT_4 = 2,46^{+0,12}_{-0,13} \text{ keV}$ , sendo significativamente menor do que as temperaturas observadas em outros sistemas mVCs e inferior às temperaturas encontradas em trabalhos anteriores mais recentes para esse sistema, como mencionados em Itoh et al. (2006), Choi et al. (1999), Choi & Dotani (2006), Kitaguchi et al. (2014) e Oruru & Meintjes (2012), por exemplo. Seguindo o modelo  $M5_v$  para os espectros integrados, o plasma quente contribui com aproximadamente 48,25% do fluxo total intrínseco em 0,3-10 keV de AE Aqr, que é cerca de  $4 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Aproximadamente 25,75% do fluxo é proveniente do plasma  $kT_3$ , 15,75% do plasma  $kT_2$ , e aproximadamente 6% vem do plasma “frio”  $kT_1$ . A componente gaussiana mostrou uma baixa contribuição, representando apenas 0,10% do fluxo intrínseco.

Aplicamos o modelo  $M5_v$  aos espectros correspondentes aos estados baixo e alto, permitindo que os valores das abundâncias variem livremente. Isso foi feito para encontrar os valores adequados de abundâncias, devido à degenerescência existente

entre os parâmetros de temperaturas, colunas de absorção e normalizações. Esse ajuste mostrou-se satisfatório, resultando em valores de  $\chi^2_\nu$  de 1,23 para os espectros de estado baixo e 1,42 para os de estado alto. A Figura 4.20 ilustra um exemplo de ajuste aos espectros adquiridos pela câmera PN utilizando o modelo  $M5_\nu$  para os espectros do estado baixo (representado em azul) e estado alto (representado em vermelho). Os resultados desses ajustes foram compilados na Tabela 4.5, fornecendo os valores obtidos para cada parâmetro ao aplicar o modelo  $M5_\nu$  aos espectros integrados dos estados baixo e alto da fonte.

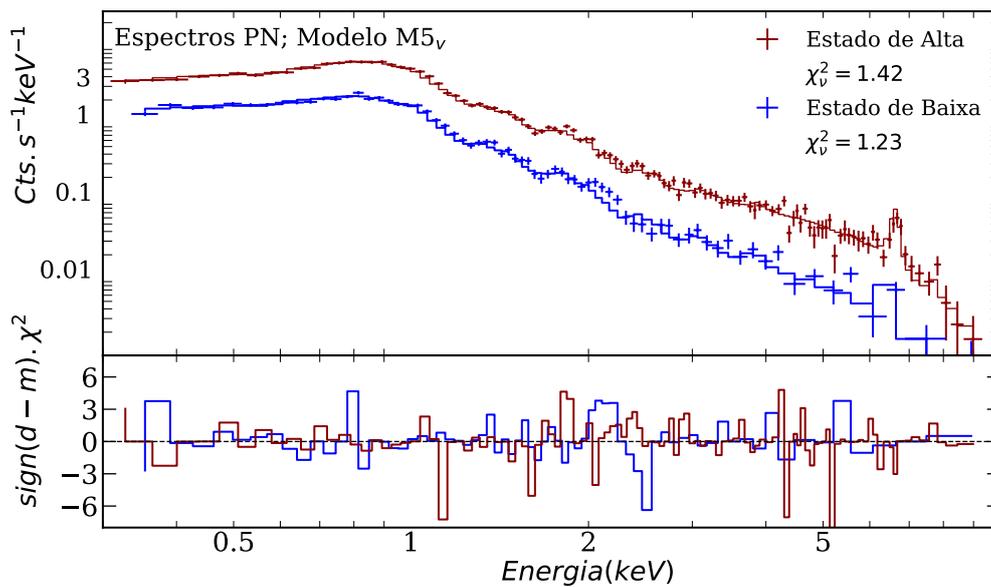


Figura 4.20 Espectros em estado baixo em azul e em estado alto em vermelho de AE Aqr a partir da câmera EPIC PN. O ajuste espectral foi realizado com o modelo  $M5_\nu$  ( $\text{phabs} \times [\text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{gauss}]$ ) com os parâmetros de abundâncias livres.

Tabela 4.5 Resultado do ajuste espectral do modelo M5<sub>v</sub> para os espectros integrados, de estado baixo e alto da fonte a partir dos espectros XMM-Newton (ObsID-011118020).

Parâmetros	Integrados	Estado Baixo	Estado Alto
$N_H$ ( $10^{22}$ cm <sup>-2</sup> )	$0,03 \pm 0,01$	$< 0,01$	$0,04 \pm 0,01$
$N_{Hpcfabs}$ ( $10^{22}$ cm <sup>-2</sup> )	$28,48^{+5,82}_{-4,70}$	$46,46^{+38,87}_{-18,38}$	$27,57^{+6,42}_{-5,56}$
$Cvrfract$	$0,56^{+0,05}_{-0,06}$	$0,55^{+0,15}_{-0,21}$	$0,57^{+0,06}_{-0,07}$
$N(Z_{\odot})$	$5,84^{+0,75}_{-0,37}$	$8,73^{+1,93}_{-1,60}$	$4,70^{+0,80}_{-0,67}$
$O(Z_{\odot})$	$1,31 \pm 0,15$	$1,77^{+0,32}_{-0,23}$	$1,24^{+0,17}_{-0,15}$
$Ne(Z_{\odot})$	$1,60^{+0,22}_{-0,21}$	$1,57^{+0,45}_{-0,37}$	$1,80^{+0,31}_{-0,28}$
$Mg(Z_{\odot})$	$0,80 \pm 0,10$	$0,94^{+0,26}_{-0,18}$	$0,80^{+0,13}_{-0,12}$
$Si(Z_{\odot})$	$0,85 \pm 0,1$	$0,77^{+0,18}_{-0,15}$	$0,86^{+0,11}_{-0,10}$
$Ar(Z_{\odot})$	$1,53^{+0,53}_{-0,52}$	$2,18^{+1,13}_{-1,14}$	$0,97^{+0,65}_{-0,64}$
$Ca(Z_{\odot})$	$0,40^{+0,39}_{-0,36}$	$2,16 \pm 1,15$	$< 0,77$
$Fe(Z_{\odot})$	$0,60 \pm 0,1$	$0,61 \pm 0,1$	$0,62 \pm 0,1$
$kT1$ (keV)	$0,12 \pm 0,01$	$0,12^{+0,08}_{-0,07}$	$0,12^{+0,07}_{-0,06}$
$kT2$ (keV)	$0,44 \pm 0,02$	$0,55^{+0,05}_{-0,07}$	$0,42 \pm 0,03$
$kT3$ (keV)	$0,87^{+0,01}_{-0,02}$	$0,97^{+0,09}_{-0,08}$	$0,86 \pm 0,02$
$kT4$ (keV)	$2,46^{+0,12}_{-0,13}$	$2,48^{+0,50}_{-0,30}$	$2,64^{+0,18}_{-0,16}$
$EM_1$ ( $10^{53}$ cm <sup>-3</sup> )	$2,61 \pm 0,95$	$0,86 \pm 0,45$	$4,33 \pm 2,17$
$EM_2$ ( $10^{53}$ cm <sup>-3</sup> )	$3,54 \pm 0,90$	$2,05 \pm 1,19$	$4,55 \pm 1,46$
$EM_3$ ( $10^{53}$ cm <sup>-3</sup> )	$5,75 \pm 1,41$	$2,32 \pm 1,30$	$7,84 \pm 2,37$
$EM_4$ ( $10^{53}$ cm <sup>-3</sup> )	$14,5 \pm 2,60$	$4,73 \pm +2,70$	$22,85 \pm 4,92$
$N_{gauss}$	$< 4,44 \times 10^{-6}$	$< 1,65 \times 10^{-22}$	$< 4,30^{-06}$
$F_x$ ( $10^{-11}$ erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> )	4,00	1,66	5,90
$L_x$ ( $10^{31}$ erg s <sup>-1</sup> )	4,20	1,76	6,30
$\chi^2/d.o.f$	1,47/699	1,23/317	1,42/543

<sup>a</sup> Fluxo total corrigido por absorção em faixas de energias de 0,3-10 keV.

<sup>b</sup> Luminosidade calculada a partir do fluxo total não-absorvido e da distância até a fonte ( $L_x$  (d/91,34)).

O modelo M5<sub>v</sub> foi capaz de descrever de forma satisfatória as linhas de emissão observadas nos dos espectrômetros RGS1 e RGS2. Especificamente, as linhas mais intensas, como as linhas de OVIII e NeX, foram melhor representadas pelo modelo tanto nos espectros integrados quanto nos espectros dos estados baixo e alto. O ajuste dos espectros podem ser visualizado na Figura 4.21.

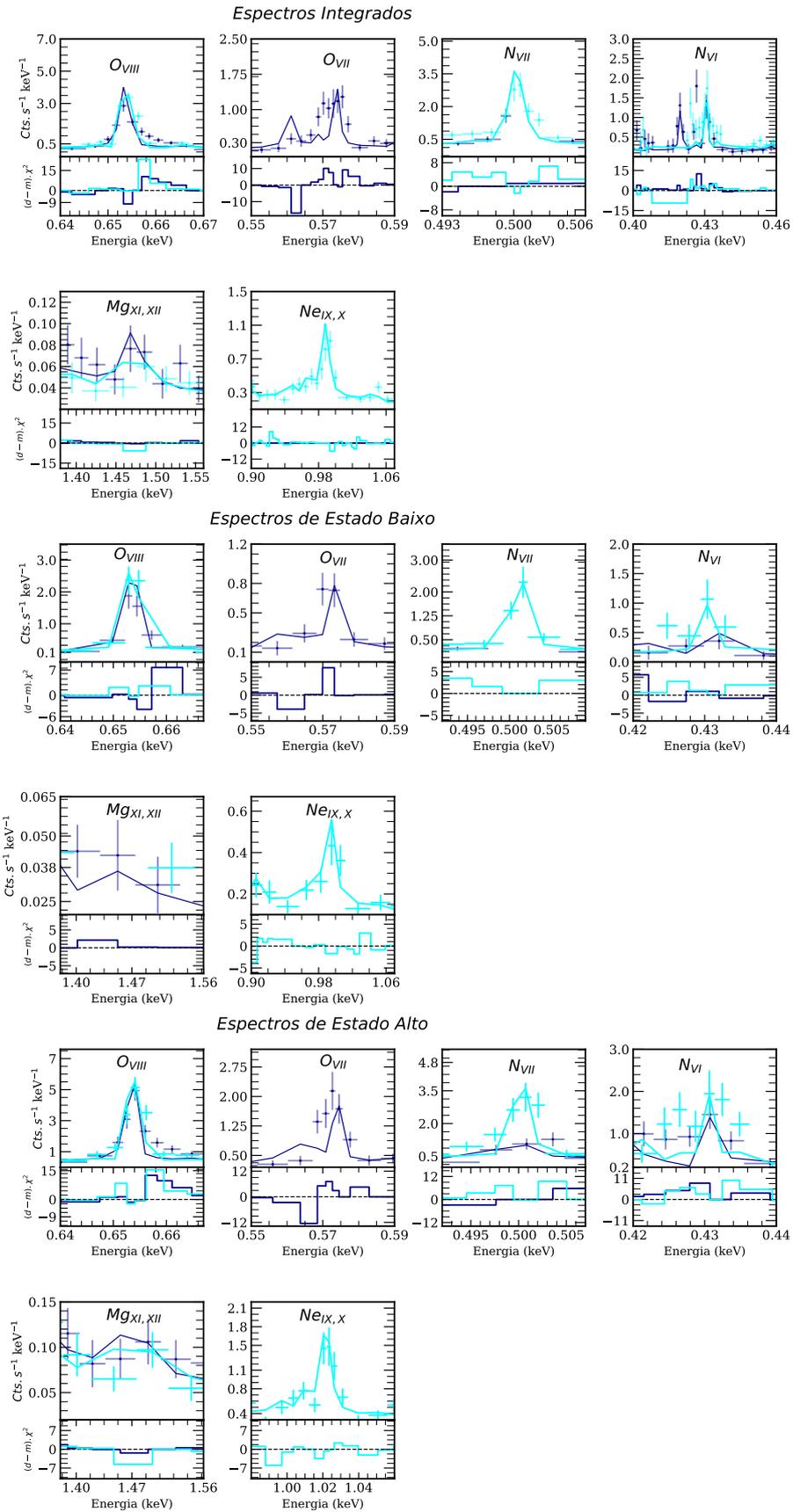


Figura 4.21 Descrição das linhas de emissão obtidas pelos espectrômetros RGS1 e RGS2, ajustadas a partir do modelo térmico  $M5_v$ , para os espectros integrados, de baixo e alto estado da fonte.

Os valores das abundâncias obtidos a partir dos espectros integrados exibem uma posição intermediária em relação aos demais estados da fonte, seguindo a mesma tendência observada no modelo anterior. Em geral, as abundâncias médias de N a Fe mostraram-se próximas aos valores solares, com exceção do N, que é mais de 6 vezes maior que o valor solar. A Figura 4.22 ilustra as abundâncias obtidas por meio dos espectros integrados, para o estado de baixa emissão como para o estado de alta emissão da fonte, utilizando o ajuste do modelo  $M5_v$ .

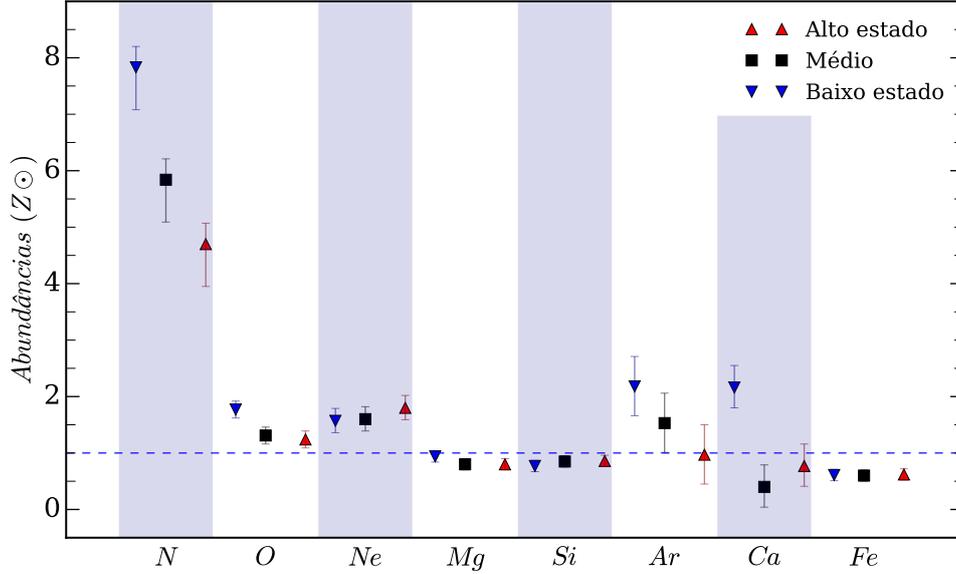


Figura 4.22 Valores de abundâncias obtidos para os espectros de baixo estado (triângulos azuis), e estado alto (triângulos vermelhos) utilizando o modelo  $M5_v$ . Os elementos avaliados são N, O, Ne, Mg, Si, Ar, Ca e Fe.

O modelo  $M5_v$  foi ajustado aos espectros do estado baixo e estado alto da fonte, mantendo as abundâncias fixadas nos valores obtidos a partir dos espectros integrados. Com essa análise observa-se um pequeno aumento no valor da coluna de absorção que mostrou um valor de  $0,04 \pm 0,01$  para os espectros de alto estado quando comparados com o valor obtido através dos espectros de baixo estado, que mostrou valor de  $0,02 \pm 0,01$ , assim como observado no modelo anterior. A coluna de absorção complexa para o estado alto ( $N_{H;pcfabs} = 26,21_{+4,12}^{-3,56} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ) não apresenta variação significativa em comparação com a absorção durante o estado de baixa ( $N_{H;pcfabs} = 31,36_{-7,86}^{+12,32} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ), sendo mutuamente consistentes quando consideradas as incertezas. A fração de cobertura também não apresenta variação dentro das incertezas. Isso indica a presença de um meio absorvedor constante no caminho dos fótons X. Esse modelo mostra que cerca de  $\sim 60\%$  da fonte de raios X está coberta por essa componente. Como foi visto na Seção 4.1.1, a fonte se torna mais “dura” durante o alto brilho observado. Isso explica o motivo da fonte estar

menos absorvida durante o alto estado, pois os fótons de maior energia são menos afetados pelo fenômeno de absorção.

As temperaturas não apresentaram variação significativa entre os diferentes estados da fonte. De acordo com esse modelo a temperatura mais alta obtida foi de aproximadamente 2,60 keV, valor muito inferior às temperaturas de plasma quentes encontradas em estudos anteriores, como mencionado por [Choi & Dotani \(2006\)](#); [Itoh et al. \(2006\)](#). Os fluxos intrínsecos e as luminosidades seguem a mesma tendência do modelo descrito anteriormente, excedendo em aproximadamente seis vezes os valores desses parâmetros para o baixo estado. Os resultado estão resumidos na Tabela 4.6.

Tabela 4.6 Resultados do modelo  $M5_v$  ajustado aos espectros de estado baixo e alto. Os valores das abundâncias foram fixadas no valores obtidos a partir dos espectros integrados.

Parâmetros	Estado Baixo	Estado Alto
$N_H(10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$0,02 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$
$N_{H;pcfabs}$	$31,36^{+12,32}_{-7,86}$	$26,21^{+4,12}_{-3,56}$
$Cvrfract$	$0,57^{+0,08}_{-0,11}$	$0,60 \pm 0,04$
$kT_1(\text{keV})$	$0,13 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,01$
$kT_2(\text{keV})$	$0,44^{+0,03}_{-0,02}$	$0,42 \pm 0,02$
$kT_3(\text{keV})$	$0,89 \pm 0,03$	$0,86^{+0,01}_{-0,02}$
$kT_4(\text{keV})$	$2,22^{+0,16}_{-0,14}$	$2,60^{+0,11}_{-0,13}$
$EM_1(10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$1,23 \pm 0,60$	$4,64 \pm 1,63$
$EM_2(10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$2,10 \pm 0,58$	$4,89 \pm 0,70$
$EM_3(10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$2,55 \pm 0,68$	$8,32 \pm 1,16$
$EM_4(10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$5,83 \pm 1,57$	$24 \pm 3,06$
$N_{gauss}$	$< 3,74 \times 10^{-22}$	$< 4,25 \times 10^{-6}$
$F_x(10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	1,74	6,14
$L_x(10^{31} \text{ erg s}^{-1})$	1,72	6,09
$\chi^2/d.o.f$	1,22/323	1,40/549

<sup>a</sup> Fluxo total corrigido por absorção em faixas de energias de 0,3-10 keV

<sup>b</sup> Luminosidade calculada a partir do fluxo total não-absorvido e da distância até a fonte ( $L_x(d/91,34)$ ).

## Distribuição da medida de emissão versus temperatura

Assim como os resultados dos modelos descritos anteriormente, a distribuição da medida de emissão obtida através do ajuste do modelo  $M5_v$  aos espectros integrados revela uma tendência crescente em relação à temperatura, conforme esperado para

sistemas que acumulam matéria através de uma coluna de acreção magnética ou sistemas em que um disco de acreção está presente. A Figura 4.23 mostra a medida de emissão em função da temperatura (eixo y à esquerda) e a normalização em função da temperatura dos diversos plasmas (eixo y à direita).

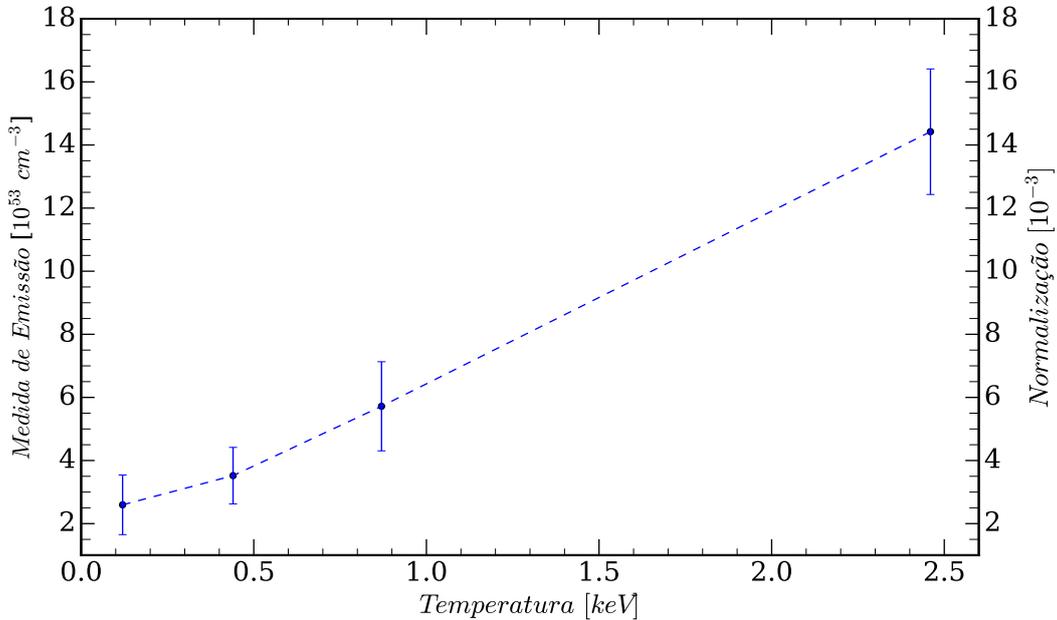


Figura 4.23 Distribuição da medida de emissão com a temperatura do plasma emissor de raios X. A medida de emissão foi obtida através da normalização do *vapex* através do modelo  $M5_v$ .

A tendência crescente da medida de emissão com a temperatura, observada nos modelos  $M4_v$  e  $M5_v$ , pode indicar que os diferentes plasmas são originados em sítios de acreção distintos no sistema. Outra possibilidade é que a emissão em raios X seja resultado do resfriamento do plasma quente, que é aquecido por choque no topo da coluna de acreção magnética e resfria à medida que se aproxima da superfície da anã branca. Essa última hipótese será discutida a seguir utilizando o modelo *mkcflow*, que considera o fluxo de resfriamento do plasma.

### Investigando a hipótese de *cooling-flow* e de reflexão nos espectros XMM-Newton

Para investigar a hipótese do resfriamento do plasma ao longo de uma coluna de acreção em AE Aqr, utilizamos o modelo de fluxo de resfriamento *mkcflow*. Esse modelo descreve os espectros de plasmas em diferentes temperaturas, onde a medida de emissão segue uma função do tipo lei de potência com a temperatura (Seção 2.2).

O *mkcflow* não foi capaz de descrever adequadamente os espectros de AE Aqr

nem em baixas nem em altas energias, resultando em ajustes inaceitáveis com um valor de  $\chi^2_\nu > 2$ . Diante disso, optamos por utilizar o modelo *vmcflow* (M7<sub>v</sub>) com a expectativa de que a maior liberdade em relação à variação individual das abundâncias, oferecida por este modelo, proporcionasse uma melhor descrição dos espectros. No entanto, o ajuste utilizando esse modelo puro, permitindo que as abundâncias do N até Fe variem livremente, também se mostrou inadequado, com um valor de  $\chi^2_\nu > 2$ .

Os ajustes a partir do *vmcflow* mostraram uma melhora na descrição dos espectros integrados quando foi adicionado ao modelo uma componente de absorção complexa (*pcfabs*, modelo M8<sub>v</sub>), mas ainda foi considerado inaceitável ( $\chi^2_\nu = 1,89$ ). Esse último modelo foi capaz de descrever os espectros observados em baixas energias, porém falhou na descrição em altas energias, incluindo as linhas do complexo de Fe K $\alpha$ . Diante desses resultados insatisfatórios, adicionamos ao modelo M8<sub>v</sub> uma componente multiplicativa de reflexão (*reflect*) na tentativa de melhorar a descrição dos espectros resultando no modelo M9<sub>v</sub>. No entanto, mesmo com essa adição, o ajuste utilizando o modelo M9<sub>v</sub> não mostrou melhora significativa em relação ao *vmcflow* puro mostrando um  $\chi^2_\nu = 2,54$ .

Era esperado que o modelo *mkcflow/vmcflow* em sua forma pura não fosse capaz de descrever adequadamente os espectros, uma vez que a medida de emissão observada através dos modelos M4<sub>v</sub> e M5<sub>v</sub>, não seguem uma distribuição do tipo lei de potência propriamente dita com a temperatura, como observado em plasmas de fluxo de resfriamento e previsto pelo modelo em questão. Tal discordância também pode ser atribuída a um desvio do *cooling-flow* tal como preconizado pelo modelo.

Verificamos esta última hipótese adicionando ao modelo *vmcflow* uma componente térmica *vaptec* independente (modelo M10<sub>v</sub>). O ajuste reproduziu um resultado inaceitável ( $\chi^2_\nu = 1,77$ ) não descrevendo adequadamente os espectros em altas energias e incluindo o complexo de Fe K $\alpha$ . A inclusão da componente de reflexão piora o ajustes resultando em um  $\chi^2_\nu = 5,19$  (modelo M11<sub>v</sub>). A Figura 4.24 mostra as tentativas de ajuste dos modelos descritos.

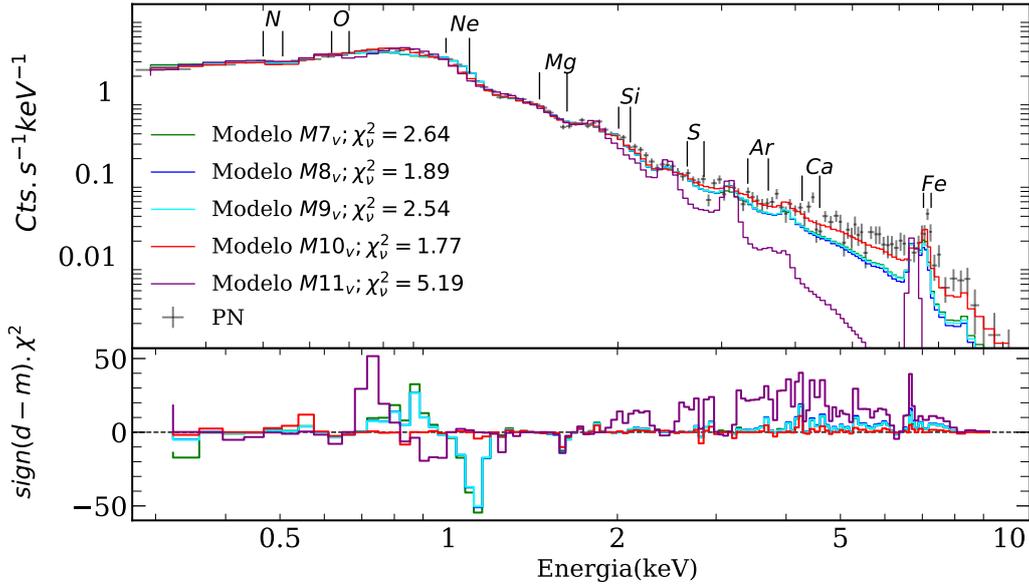


Figura 4.24 Ajuste dos espectros EPIC PN utilizando modelos baseados em fluxo de resfriamento (*vmcflow*). As legendas estão presentes na figura. Consulte o texto para obter mais detalhes.

### Modelo de fluxo de referimento com componente de absorção e de reflexão individual (M12<sub>v</sub>)

Um bom ajuste foi alcançado quando um modelo de reflexão (*reflect*) e uma componente de absorção complexa (*pcfabs*) atuando sobre o *vmcflow* foram implementados, além de uma componente de emissão de plasma térmico individual (Modelo M12<sub>v</sub>). A reflexão via espelhamento Compton é observada em fótons com energias acima de 10 keV. No entanto, o XMM-Newton cobre uma faixa de 0,3-10 keV. Portanto, não é esperado que esse efeito seja detectado nos espectros do XMM mesmo quando extrapolados para faixas de energias mais altas. Dessa forma, fixamos o parâmetro de reflexão em 1 e realizamos o ajuste, pois quando permitimos que esse parâmetro varie livremente, ele retornou valores fisicamente insustentáveis ( $ref_{reflec} \sim 10^{-5}$ ). O resultado do ajuste é mostrado na Figura 4.25.

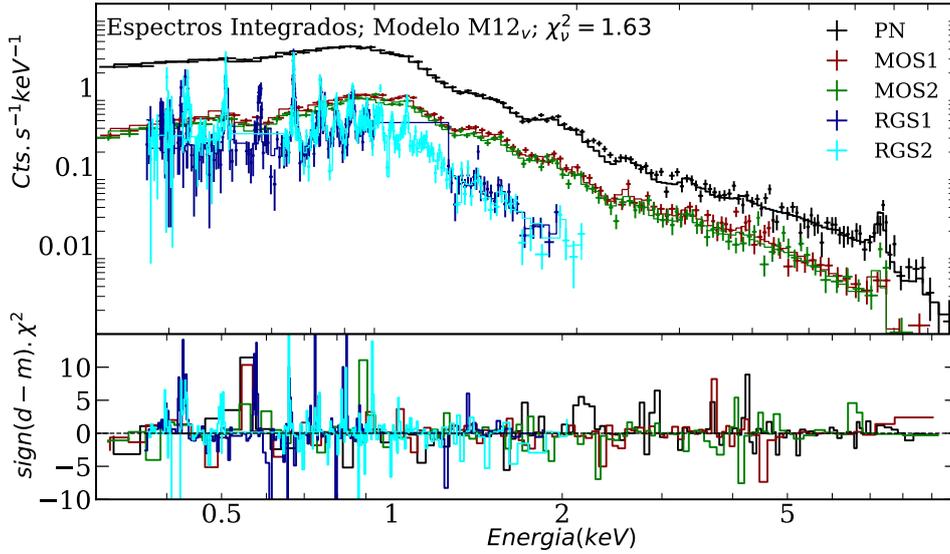


Figura 4.25 Espectros XMM-Newton: PN em preto, MOS1 em vermelho, MOS2 em verde, e RGS1 e RGS2 em azul e azul claro, respectivamente. O ajuste espectral corresponde ao modelo ( $M12_v$ ;  $\text{phabs} \times (\text{vapec} + \text{pcfabs} \times \text{vmcflow} \times \text{reflect} + \text{gauss})$ ).

O modelo  $M12_v$  resultou em um ajuste estatisticamente aceitável, com um valor de  $\chi^2_\nu = 1,63$ . A temperatura da componente *vapec* foi determinada como  $kT = 0,72 \pm 0,01$  keV, enquanto a temperatura máxima do *vmcflow* foi de  $kT_{max} = 3,12^{+0,12}_{-0,21}$  keV. A absorção fotoelétrica intrínseca à fonte foi de  $N_{H;pcfabs} = 25,54^{+4,83}_{-3,80} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . O fluxo intrínseco da componente de plasma térmico individual (*vapec*) foi de  $F_{x;0,3-10\text{keV}} = 3,14 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , representando aproximadamente 8,82% do fluxo total não absorvido na faixa de energia de 0,3-10 keV. Esse fluxo corresponde a uma luminosidade de  $L_{x;0,3-10\text{keV}} = 3,34 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ . A componente *vmcflow* é dominante e contribui com cerca de 90% do fluxo total. A contribuição restante é dada pela componente de “reprocessamento” dos fótons, sendo que cerca de 1,40% provêm dessa componente. O fluxo derivado da linha gaussiana é virtualmente igual a zero.

O modelo  $M12_v$  também foi capaz de descrever de maneira satisfatória os espectros de baixo e alto estado, com valores de  $\chi^2_\nu$  de 1,32 e 1,55, respectivamente. Realizamos o ajuste permitindo que tanto as abundâncias quanto os demais parâmetros variassem livremente durante o ajuste, com exceção do parâmetro de reflexão, que foi mantido fixo em 1. A Figura 4.26 mostra o modelo  $M12_v$  ajustado aos espectros de baixo e alto estado de AE Aqr.

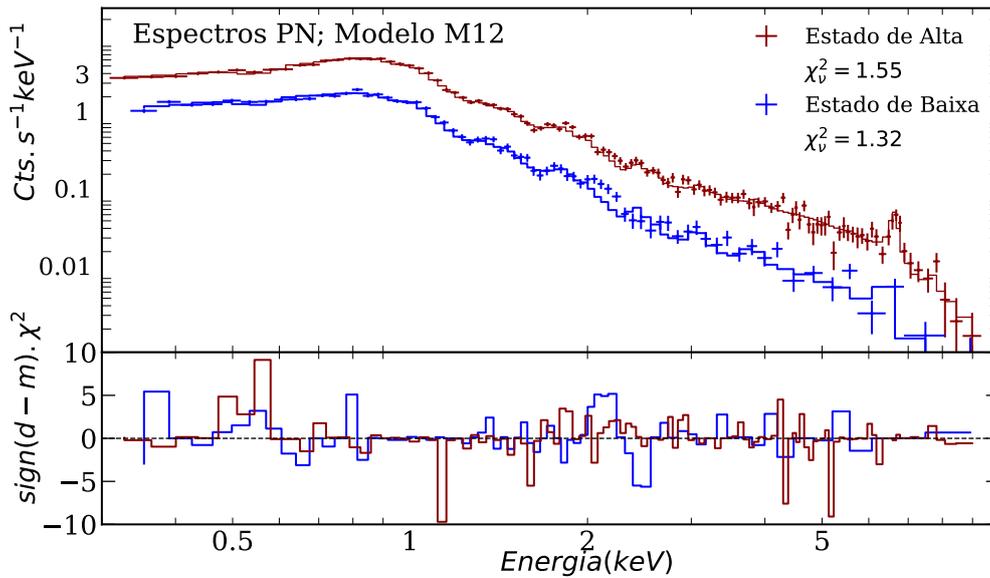


Figura 4.26 Espectros em estado baixo em azul e em estado alto em vermelho de AE Aqr a partir da câmara EPIC PN. O ajuste espectral foi realizado com o modelo  $M12_v$  ( $\text{phabs} \times [\text{vapec} + \text{pcfabs} \times \text{vmcflow} \times \text{reflect} + \text{gauss}]$ ) mantendo os parâmetros de abundâncias livres.

Os parâmetros obtidos a partir do ajuste deste modelo aos espectros integrados nos estados de baixo e alto estado da fonte são apresentados na Tabela 4.7. A Figura 4.27 mostra a descrição das linhas de emissão dos instrumentos RGS1 e 2 através do ajuste do modelo  $M12_v$ . O modelo proporciona uma boa descrição das linhas de emissão de OVII, NVII, MgXI e NeIX tanto nos espectros integrados quanto nos espectros de baixo e alto estado da fonte. No entanto, as linhas de OVII, assim como as linhas de NVI, não foram bem descritas pelo modelo, subestimando consideravelmente o fluxo dessas linhas.

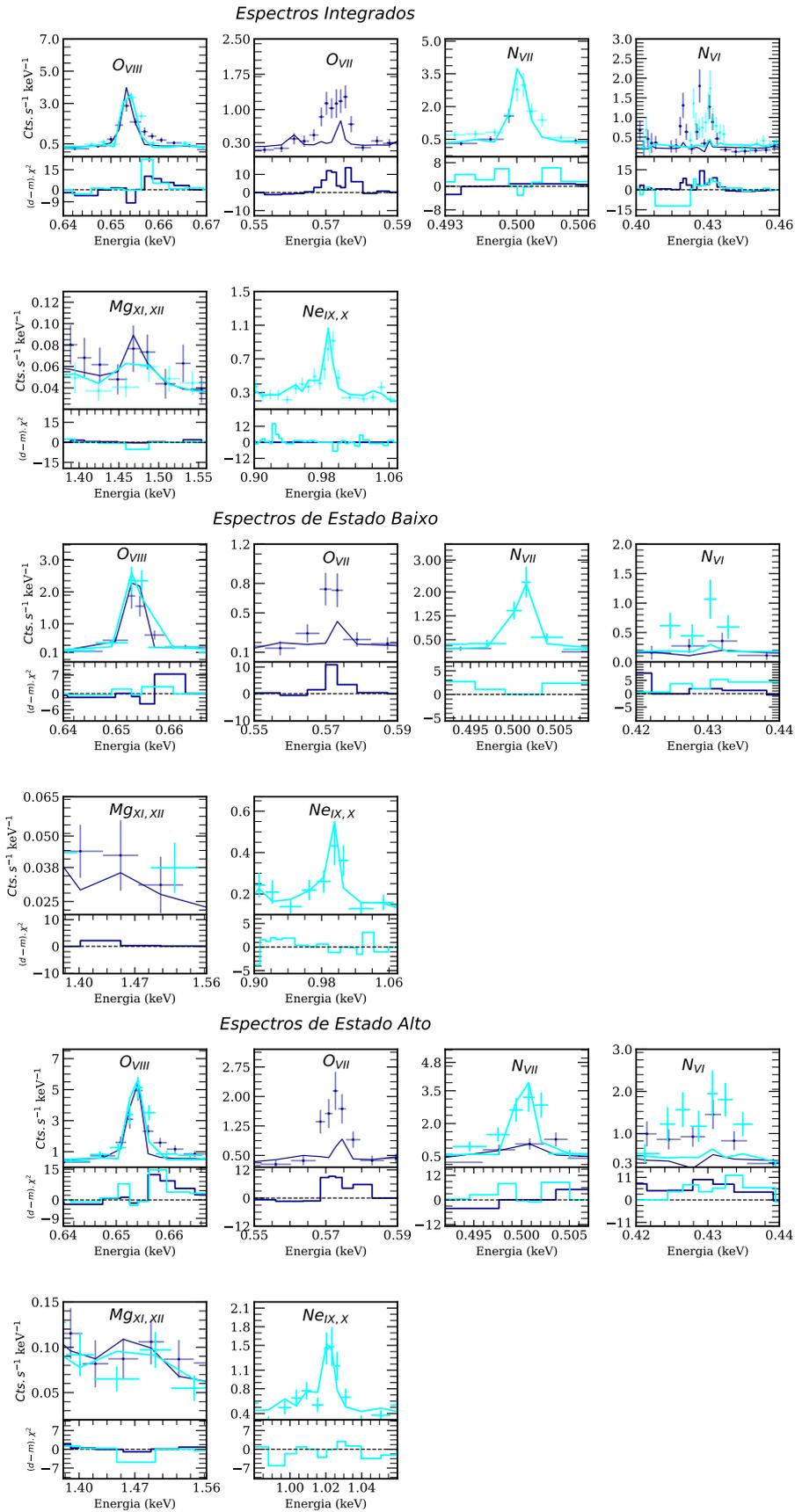


Figura 4.27 Descrição das linhas de emissão obtidas pelos espectrômetros RGS1 e RGS2, ajustadas a partir do modelo térmico M12<sub>v</sub> para os espectros integrados, de baixo e alto estado da fonte.

Tabela 4.7 Resultado do ajuste espectral do modelo M12<sub>v</sub> para os espectros integrados, de baixo e alto estado da fonte a partir dos dados XMM-Newton (ObsID-011118020).

Parâmetros	Integrados	Estado Baixo	Estado Alto
$N_H(10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$0,01_{-0,003}^{+0,004}$	$< 0,006$	$0,01_{-0,004}^{+0,005}$
$N_{H,pcfabs}(10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$25,54_{-3,80}^{+4,83}$	$35,55_{-8,56}^{+13,25}$	$22,13_{-3,80}^{+5,18}$
$Cvr\text{fract}$	$0,63 \pm 0,04$	$0,75_{-0,06}^{+0,05}$	$0,60_{-0,04}^{+0,05}$
$N(Z_\odot)$	$6,30_{-0,75}^{+0,67}$	$7,00_{-1,16}^{+1,30}$	$5,51_{-0,81}^{+0,78}$
$O(Z_\odot)$	$1,10_{-0,09}^{+0,08}$	$1,05_{-0,10}^{+0,12}$	$1,05_{-0,11}^{+0,09}$
$Ne(Z_\odot)$	$1,30_{-0,17}^{+0,16}$	$1,11_{-0,18}^{+0,21}$	$1,31_{-0,21}^{+0,18}$
$Mg(Z_\odot)$	$0,61 \pm 0,07$	$0,65_{-0,09}^{+0,10}$	$0,58_{-0,08}^{+0,08}$
$Si(Z_\odot)$	$0,71 \pm 0,06$	$0,62 \pm 0,09$	$0,70_{-0,07}^{+0,08}$
$Ar(Z_\odot)$	$1,77_{-0,50}^{+0,52}$	$2,52_{-0,93}^{+0,97}$	$1,01_{-0,58}^{+0,62}$
$Ca(Z_\odot)$	$0,72_{-0,36}^{+0,38}$	$2,03_{-0,81}^{+0,95}$	$0,73_{-0,44}^{+0,44}$
$Fe(Z_\odot)$	$0,43 \pm 0,03$	$0,38 \pm 0,04$	$0,45_{-0,04}^{+0,04}$
$kT_{vapec}(\text{keV})$	$0,72_{-0,01}^{+0,01}$	$0,67_{-0,02}^{+0,03}$	$0,74_{-0,01}^{+0,01}$
$T_{max}(\text{keV})$	$3,12_{-0,21}^{+0,16}$	$2,30_{-0,15}^{+0,16}$	$3,60_{-0,30}^{+0,24}$
$EM(10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$1,91 \pm 0,16$	$0,93 \pm 0,19$	$2,90_{-0,28}^{+0,31}$
$\dot{M}(10^{-11} M_\odot/\text{ano})$	$5,65_{-0,85}^{+1,39}$	$5,65_{-1,46}^{+1,85}$	$6,66_{-1,10}^{+1,90}$
$N_{gauss}$	$< 2,02 \times 10^{-6}$	$< 5,30 \times 10^{-23}$	$< 2,89 \times 10^{-6}$
$F_x^a(10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	3,56	2,40	5,00
$L_x^b(10^{31} \text{ erg s}^{-1})$	3,50	2,38	4,96
$\chi_\nu^2/d.o.f$	1,63/1,63	1,32/323	1,55/548

<sup>a</sup> Fluxo total corrigido por absorção em faixas de energias de 0,3-10 keV

<sup>b</sup> Luminosidade calculada a partir do fluxo total não-absorvido e da distância até a fonte ( $L_x(d/91,34)$ ).

<sup>c</sup> Normalização do modelo *vmcflow* esse parâmetros nos da ataxa de acreção de matéria em unidades de  $\dot{M}_\odot/\text{ano}$ .

A Figura 4.28 mostra as abundâncias elementares obtidas a partir do ajuste do modelo M12<sub>v</sub> aos espectros integrados, de baixo e alto estado, em comparação com o valor da abundância solar representado pela linha horizontal tracejada. Os valores das abundâncias seguem a tendência observada nos modelos anteriores. Para o elemento N, as abundâncias obtidas são, em média, 6 vezes maiores que o valor solar, tanto nos espectros de baixo estado quanto nos espectros de alto estado. O elemento Ar apresenta valores próximos ao valor solar, sendo aproximadamente 3 vezes maior no baixo estado e consistente com o valor solar no alto estado. As abundâncias dos elementos O, Ne e Ca são consistentes com o valor solar nos diferentes estados avaliados, considerando as incertezas. Uma exceção a esse caso é o valor de abundância de Ca no baixo estado, que é um pouco maior que o valor solar. Por outro lado, as abundâncias subsolares dos elementos Mg, Si e Fe também se mostram consistentes com os valores observados nos modelos anteriores.

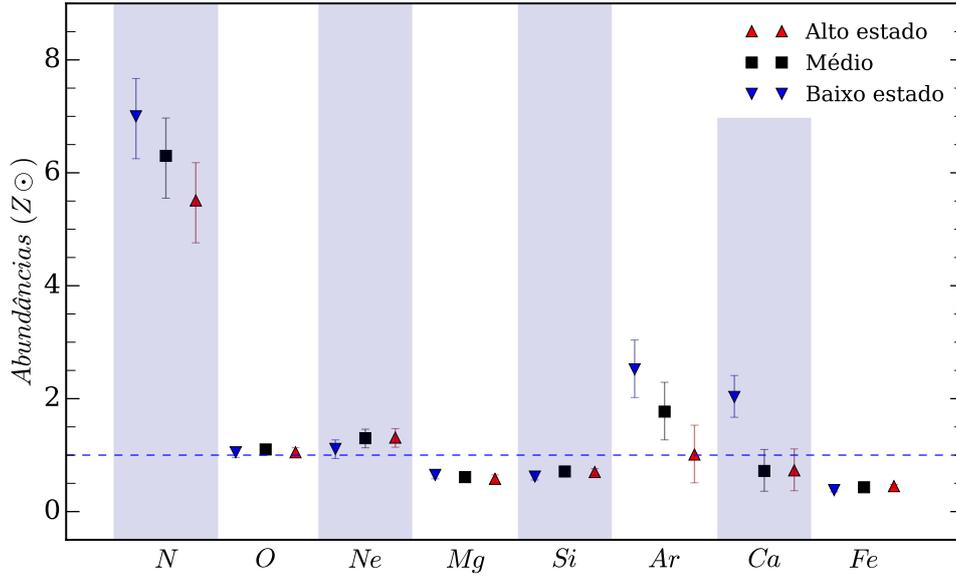


Figura 4.28 Valores de abundâncias obtidos para os espectros de baixo estado (triângulos azuis), e estado alto (triângulos vermelhos) utilizando o modelo M12<sub>v</sub>. Os elementos avaliados são N, O, Ne, Mg, Si, Ar, Ca e Fe.

Como esperado, as abundâncias obtidas a partir dos espectros integrados apresentaram valores intermediários em relação aos obtidos nos espectros de alto estado e baixo estado da fonte. Assim sendo, continuamos com a análise mantendo as abundâncias congeladas nos valores obtidos a partir do ajuste aos espectros integrados e realizamos os ajustes nos espectros de baixo e alto estado. Permitimos que as temperaturas, os parâmetros de normalização e os parâmetros de absorção ( $N_H$  e  $N_{H;pcfabs}$ ), bem como a fração de cobertura ( $Cvrfract$ ), variassem livremente.

A descrição dos espectros obtidos a partir desse ajuste resultou em uma boa qualidade estatística, com valores de  $\chi^2_\nu = 1,39$  e  $\chi^2_\nu = 1,54$  para os espectros de baixo e alto estado, respectivamente. Os resultados mostram que aproximadamente 4% do fluxo total é atribuído à componente térmica isolada (*vapec*) com uma temperatura de  $kT = 0,55^{+0,04}_{-0,06}$  keV quando a fonte está no estado de baixo brilho. O valor da normalização da componente *vapec* foi cerca de uma ordem de grandeza menor em comparação com os valores obtidos nos ajustes dos modelos descritos anteriormente. Isso implica em uma baixa medida de emissão de  $EM \sim 10^{52} \text{ cm}^{-3}$ . O fluxo não absorvido estimado para essa componente foi da ordem de  $9,78 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , correspondendo a uma luminosidade de  $L_{x;0,3-10 \text{ keV}} = 1,04 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ .

A temperatura máxima obtida pelo modelo *vmcflow* foi de  $kT_{max} = 2,20^{+0,01}_{-0,06}$  keV, em que o *vmcflow* contribuiu com aproximadamente 94,60% do fluxo intrínseco, enquanto cerca de 1,42% dos fótons totais são atribuídos à componente de reflexão. Derivamos para essa a componente *vmcflow*  $\times$  *reflect* um valor da coluna de absor-

ção  $N_{H;pcfabs}$  de  $28,48^{+5,70}_{-4,60} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  com fração de cobertura  $Cvr\text{ fract} = 0,73^{+0,04}_{-0,05}$ . O valor da coluna de absorção do  $phabs$  só foi possível inferir o valor do limite superior que foi de  $N_H = 0,01 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . A partir do modelo de  $vmcflow$  inferimos o valor de normalização que nos dá diretamente a taxa de acreção em unidades de  $M_\odot/\text{ano}$ . A luminosidade derivada dessa componente mostrou-se em acordo com resultados anteriores, sendo de  $2,41 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ .

O resultado do ajuste aos espectros no estado alto mostra um leve aumento na temperatura do plasma representado pelo modelo  $vapec$ , convergindo para  $kT = 0,74 \pm 0,01 \text{ keV}$ . Essa componente responde por 9,86% do fluxo total, o qual é cerca de 5 vezes maior do que o fluxo obtido no baixo estado, sendo de  $5,23 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . A luminosidade derivada a partir desse fluxo foi de  $5,56 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ .

O plasma representado pelo  $vmkcflo$  mostra uma temperatura de  $kT_{max} = 3,62^{+0,15}_{-0,16} \text{ keV}$  e responde por 88,68% do fluxo intrínseco neste estado, ao qual parte dos fótons  $\sim 1,46\%$  são devido ao “reprocessamento” (*reflect*). O fluxo não-absorvido da componente  $vmcflow$  foi de  $5,70 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , mostrando-se em média duas vezes maior do que o derivado do estado baixo da fonte. A absorção intrínseca apresentou uma leve diminuição em comparação ao estado de baixa emissão, indicando que a fonte tornou-se menos absorvida ( $N_{H;pcfabs} = 25,41^{+3,74}_{-3,20} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ). Isso sustenta que aumento do fluxo durante o estado alto é acompanhado por um aumento na produção de raios X mais energéticos, reforçando o que foi visto através da taxa de “dureza” na Seção 4.1.1. O valor da taxa de acreção, obtido através do  $vmcflow$ , mostrou-se consistente, dentro das incertezas com o observado anteriormente nos espectros de baixa emissão, indicando que o aumento do fluxo para essa componente pode não estar relacionado ao aumento da taxa de acreção. Os resultados estão resumidos na Tabela 4.8.

Tabela 4.8 Resultados do modelo  $M12_\nu$  ajustado aos espectros de baixo e alto estado. Os valores das abundâncias foram fixadas nos valores obtidos a partir dos espectros integrados.

Parâmetros	Estado Baixo	Estado Alto
$N_H$ ( $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ )	$< 0,01$	$0,02 \pm 0,01$
$N_{H;pcfabs}$ ( $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ )	$28,48^{+5,70}_{-4,60}$	$25,41^{+3,74}_{-3,20}$
$Cvr\ fract$	$0,73^{+0,04}_{-0,05}$	$0,62 \pm 0,03$
$kT_{vapec}$ (keV)	$0,55^{+0,04}_{-0,06}$	$0,74 \pm 0,01$
$kT_{max}$ (keV)	$2,20^{+0,01}_{-0,06}$	$3,62^{+0,15}_{-0,16}$
$EM(10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$0,62 \pm 0,01$	$3,23 \pm 0,16$
$\dot{M}$ ( $10^{-11} M_\odot/\text{ano}$ )	$6,10^{+1,30}_{-1,19}$	$7,00^{+0,10}_{-0,82}$
$F_x^a$ ( $10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	2,40	5,30
$L_x^b$ ( $10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ )	2,55	5,26
$\chi^2_\nu/d.o.f$	1,39/331	1,54/555

<sup>a</sup> Fluxo total corrigido por absorção em faixas de energias de 0,3-10 keV.

<sup>b</sup> Luminosidade calculada a partir do fluxo total não-absorvido e da distância até a fonte ( $L_x(d/91,34)$ ).

<sup>c</sup> Normalização do modelo *vmcflow* esse parâmetros nos da ataxa de acreção de matéria em unidades de  $\dot{M}_\odot/\text{ano}$ .

### 4.2.3 Análise espectral dos espectros Swift+NuSTAR (2012)

A análise conjunta dos espectros do Swift e do NuSTAR foi conduzida utilizando todos os instrumentos de raios X disponíveis (o XRT do Swift e os módulos FPMA e FPMB do NuSTAR), abrangendo uma ampla faixa de energia (0,5-25 keV). Inicialmente, aplicamos todos os modelos listados Tabela 4.1. Em seguida ajustamos os modelos que melhor descreveram os espectros obtidos pelo XMM-Newton, com o objetivo de avaliar a evolução dos parâmetros derivados espectros do XMM-Newton em comparação com os derivados dos espectros do Swift e NuSTAR combinados. Nesses ajustes, mantivemos as abundâncias das componentes *vapec* e *vmcflow* fixas nos valores determinados a partir dos espectros obtidos através de toda a observação XMM-Newton (espectros integrados), uma vez que os espectros do Swift+NuSTAR não oferecem boa resolução espectral para ajustar as linhas de emissão, exceto para a linha do complexo de Fe em 6,7 keV, que foi mantida livre durante os ajustes. Durante a análise, observamos que os ajustes no conjunto de espectros Swift e NuSTAR produziram resultados satisfatórios em termos de  $\chi^2_\nu$ , mesmo quando o modelo não conseguia explicar completamente os espectros em uma determinada faixa de energia. Dessa forma, a inspeção visual se tornou essencial para a dis-

criminação entre os diferentes modelos propostos para explicar os espectros da fonte.

### Modelos de componentes térmicas discretas (*apec*)

Partimos do modelo mais simples baseado em *apec* ( $M1_a$ ), e adicionamos mais componentes térmicas até que o ajuste não apresentasse melhorias quantitativas e visuais aceitáveis. Os primeiros modelos,  $M1_a$  e  $M2_a$ , não descreveram os espectros adequadamente, falhando principalmente na descrição do contínuo em baixas energias. A Figura 4.29 exibe o resultado do ajuste aos espectros do Swift e NuSTAR.

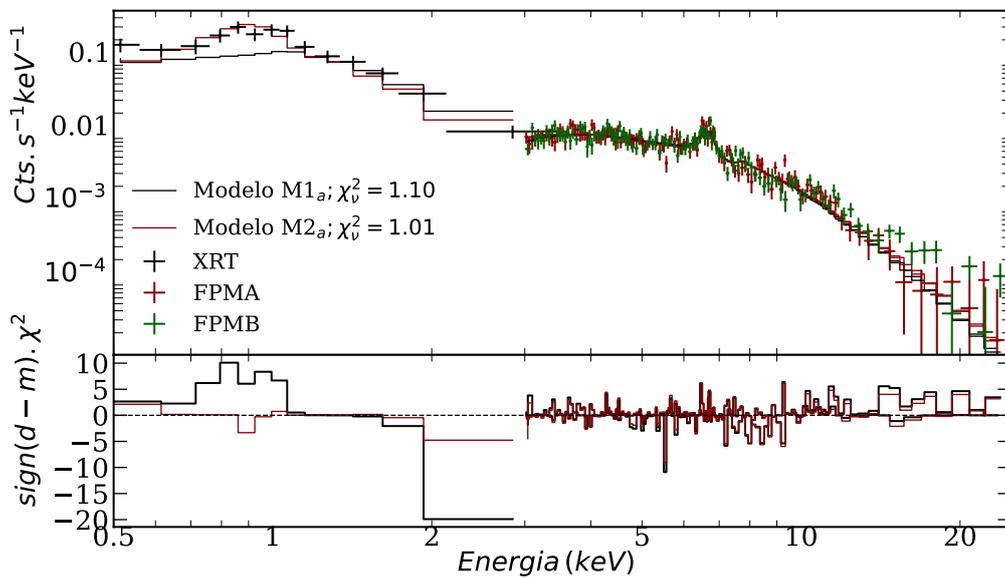


Figura 4.29 Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustados com os modelos  $M1_a$  (em preto) e  $M2_a$  (em vermelho).

Uma melhoria no ajuste foi alcançada quando o número de componentes térmicas é aumentado para três ( $\chi^2_\nu = 1,05$ ). A Figura 4.30 mostra o modelo de três temperaturas afetado por uma única componente de absorção simples.

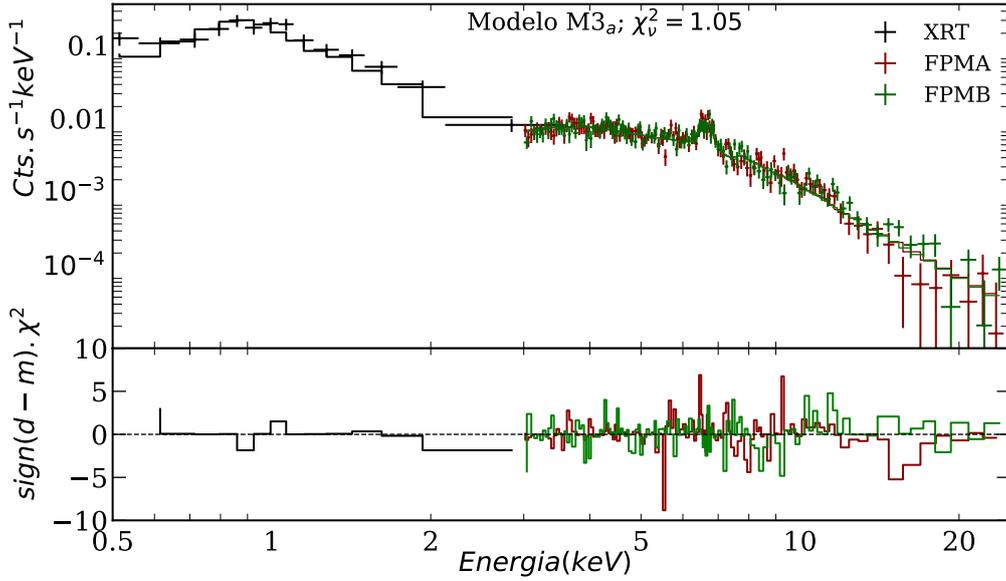


Figura 4.30 Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustado com os modelo  $M3_a$ .

A temperatura da componente quente derivada através do modelo  $M3_a$  resultou em uma temperatura de  $kT_3 = 22,48^{+11,54}_{-6,86}$  keV, excedendo em aproximadamente cinco vezes a temperatura derivada de nossa análise dos espectros do XMM ( $kT_4 = 4,77^{+0,05}_{-0,04}$  keV) assim como as análises feitas por [Itoh et al. \(2006\)](#) e [Choi & Dotani \(2006\)](#). Essa temperatura se mostrar em acordo com a temperatura média de 22 keV observada em um conjunto de 22 IPs por [Landi et al., 2009](#). Nossos resultados se mostraram consistentes com os obtidos por [Kitaguchi et al. \(2014\)](#), que estudaram esses mesmos conjuntos de dados e também ajustaram um modelo térmico de três temperaturas aos espectros Swift e NuSTAR na faixa de energia de 0,5-25 keV. Em nosso ajuste foram obtidos  $kT_1 = 0,83 \pm 0,07$  keV,  $kT_2 = 3,47 \pm^{+0,34}_{-0,30}$  keV e  $kT_3 = 22,48^{+11,54}_{-6,86}$  keV. Só foi possível restringir o valor superior da coluna equivalente a hidrogênio que mostrou um valor de  $N_H < 0,05 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . O fluxo não absorvido calculado para a componente mais “fria” na faixa de 0,5-10 keV corresponde a aproximadamente 32% do fluxo total, enquanto as componentes  $kT_2$  e  $kT_3$  representam aproximadamente 58% e 9,33%, respectivamente, do fluxo total nessa faixa de energia. O fluxo da linha gaussiana foi de aproximadamente  $\sim 10^{-32} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , o que corresponde a uma contribuição insignificante para o fluxo observado. A abundância de metal se mostrou subsolar  $0,66 \pm 0,06 Z_\odot$ , o que é consistente com os resultados obtidos por [Kitaguchi et al. \(2014\)](#).

A luminosidade na faixa de energia de 0,5-10 keV foi de  $9,51 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ , o que está de acordo com os resultados derivados das observações Suzaku e Swif com o NuSTAR através de trabalhos conduzidos por [Terada et al. \(2008\)](#) e [Kitaguchi et al. \(2014\)](#), respectivamente. Diferente dos resultados apresentados na análise

XMM-Newton, a medida de emissão não apresenta uma relação crescente com a temperatura.

Uma melhoria no ajuste ocorre ao aumentar o número de componentes para quatro, o que melhora significativamente o ajuste visual (Figura 4.31) e também estatística dos espectros ( $M4_a$ ;  $\chi^2_\nu = 1,03$ ). Com este ajuste, a temperatura da componente “quente” foi fixada no valor superior obtido por ajustes preliminares. A coluna equivalente de hidrogênio foi restrita a  $N_H < 0,03 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . A abundância do *apex* se mostrou subsolar com um valor de  $0,60 \pm 0,07 Z_\odot$ . A contribuição em fluxo não-absorvido da componente térmica mais quente se mostrou relativamente baixa, sendo de  $\sim 6,2\%$  na faixa de 0,5-10 keV. A contribuição das demais componentes foram 8,22% para a componente de temperatura de  $kT_1 = 0,12 \pm 0,08 \text{ keV}$ , 28,69% para o plasma de  $kT_2 = 0,88^{+0,33}_{-0,08} \text{ keV}$  e 56,88% para terceira componente ( $kT_3 = 3,50^{+0,57}_{-0,25} \text{ keV}$ ).

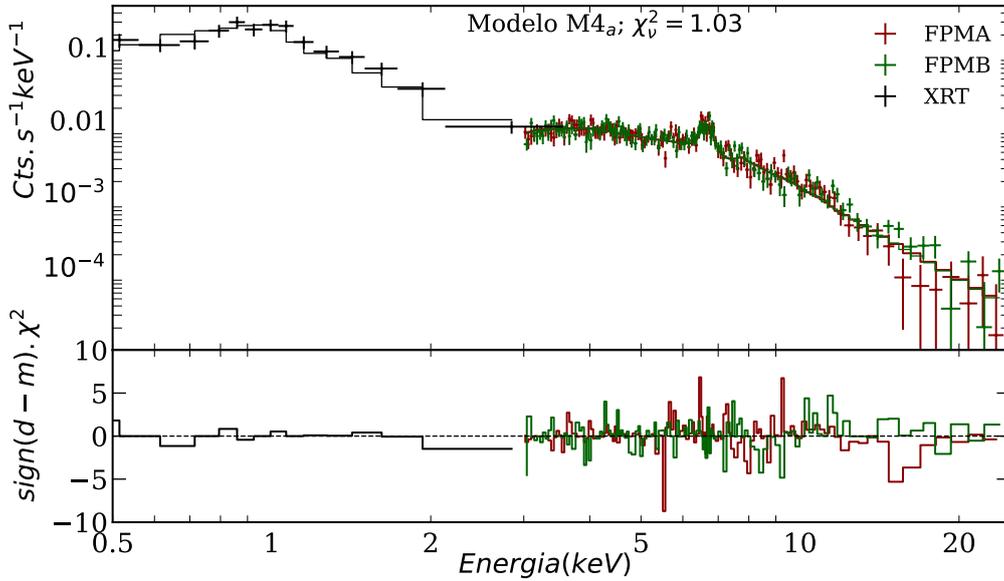


Figura 4.31 Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustados com os modelo  $M4_a$ .

A presença de um absorvedor complexo pode ser uma das possíveis explicações para as falhas na descrição do contínuo das tentativas de ajustes dos modelos  $M1_a$  e  $M2_a$  (vide Figura 4.29), que resultaram em uma subestimação do fluxo observado em energias abaixo de 1 keV. Com o intuito de avaliar a presença de um absorvedor complexo nos espectros Swift + NuSTAR, implementamos o modelo de cobertura parcial *pcfabs*. Partimos aplicando o *pcfabs* ao modelo de componente térmica única ( $N_{H;pcfabs} \times M1_a$ ) e seguimos adicionando mais componentes térmicas até que o modelo não apresentasse melhora significativa. O ajuste mostrou um bom resultado estatístico quando a terceira componente térmica foi incluída, resultando no modelo

$pcfabs \times M3_a$  ( $\chi^2_\nu = 1,12$ ), mas subestimou os espectros em baixas energias e retornou um valor alto da coluna equivalente de hidrogênio da componente complexa, de  $190^{+41,47}_{-31,46} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . Diante deste resultado, adicionamos uma nova componente térmica *apec*, resultando no modelo  $M5_a$ . Esse modelo apresentou uma melhor descrição visual dos espectros em relação ao modelo anterior (ver Figura 4.32), além de um valor de  $\chi^2_\nu = 1$ , indicando um bom ajuste. Além disso, obteve-se um menor valor para a coluna de absorção complexa,  $N_{H;pcfabs} = 25,30^{+19,50}_{-11,05} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  e uma fração de cobertura de  $Cvr\text{fract} = 0,55^{+0,11}_{-0,13}$ , consistentes com os resultados derivados através dos espectros XMM-Newton.

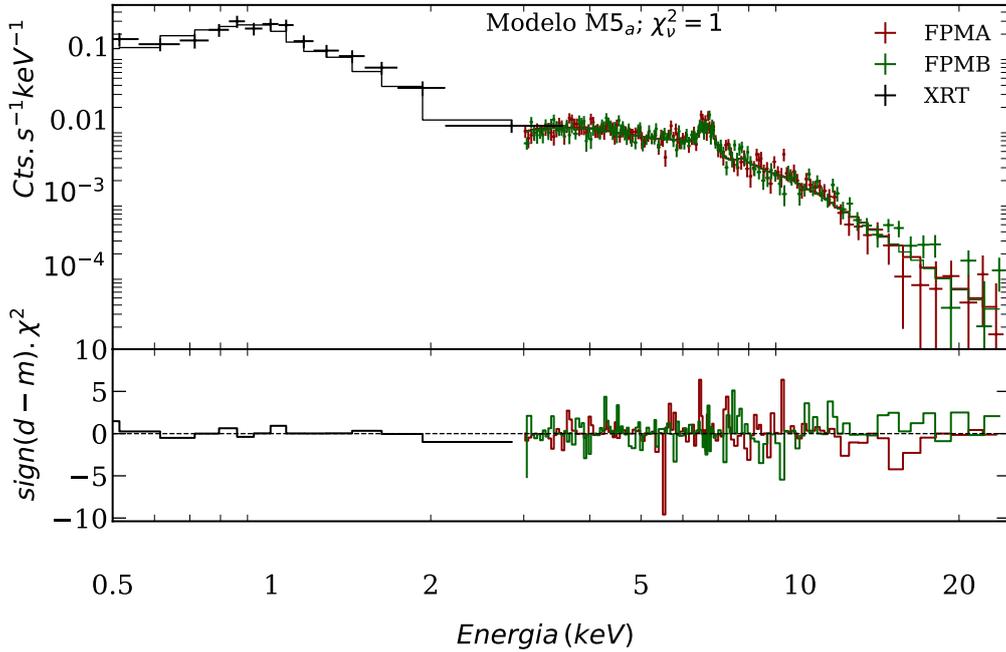


Figura 4.32 Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustado com o modelo  $M5_a$ .

Os parâmetros de temperatura da componente mais “fria” e da coluna de absorção simples foram restringidos ao valor superior de  $kT_1 = 0,23 \text{ keV}$  e  $N_H = 0,01 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , respectivamente. A abundância do *apec* foi estimada como subsolar, com um valor de  $0,51^{+0,10}_{-0,08} Z_\odot$ . A componente mais “fria” é responsável por aproximadamente 6,62% do fluxo intrínseco na faixa de energia de 0,5 a 10 keV. A segunda componente, com temperatura  $kT_2 = 0,82^{+0,18}_{-0,15} \text{ keV}$ , contribui com cerca de 21,43% do fluxo total não-absorvido. A terceira componente tem a maior contribuição, representando aproximadamente 55,26%, enquanto a quarta componente responde por cerca de 16,88% do fluxo total não-absorvido. Os parâmetros de melhor ajustes obtidos com os modelos  $M3_a$ ,  $M4_a$  e  $M5_a$  estão resumidos na Tabela 4.9.

Tabela 4.9 Resultados do ajuste espectral dos modelos M3<sub>a</sub>, M4<sub>a</sub> e M5<sub>a</sub> aplicado aos espectros Swift e NuSTAR.

Parâmetros	M3 <sub>a</sub>	M4 <sub>a</sub>	M5 <sub>a</sub>
$N_H$ ( $10^{22} \text{cm}^{-2}$ )	< 0,05	< 0,03	< 0,01
$N_{H:pcfabs}$ ( $10^{22} \text{cm}^{-2}$ )	...	...	$25,30^{+19,50}_{-11,05}$
$Cvr\ fract$	...	...	$0,55^{+0,11}_{-0,13}$
Abundância ( $Z_{\odot}$ )	$0,66 \pm 0,06$	$0,60 \pm 0,07$	$0,51^{+0,10}_{-0,08}$
$kT_1$ (keV)	$0,83 \pm 0,07$	$0,12 \pm 0,08$	< 0,23
$kT_2$ (keV)	$3,47^{+0,34}_{-0,30}$	$0,88^{+0,33}_{-0,08}$	$0,82^{+0,18}_{-0,15}$
$kT_3$ (keV)	$22,48^{+11,54}_{-6,86}$	$3,50^{+0,57}_{-0,25}$	$1,62^{+0,48}_{-0,18}$
$kT_4$ (keV)	...	20*	$7,03^{+1,66}_{-0,82}$
$EM_1$ ( $10^{53} \text{cm}^{-3}$ )	$1,81 \pm 0,30$	$5,23 \pm 0,32$	$2,60 \pm 1,80$
$EM_2$ ( $10^{53} \text{cm}^{-3}$ )	$3,66 \pm 0,40$	$1,70 \pm 0,50$	$3,30 \pm 1,30$
$EM_3$ ( $10^{53} \text{cm}^{-3}$ )	$0,41 \pm 0,10$	$3,33 \pm 0,31$	$11,30 \pm 5,0$
$EM_4$ ( $10^{53} \text{cm}^{-3}$ )	...	$0,87 \pm 0,23$	$2,08 \pm 0,50$
$N_{gauss}$	< $3,37 \times 10^{-24}$	< $2,0 \times 10^{-24}$	< $1,28 \times 10^{-24}$
$F_x^a$ ( $10^{-12} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	8,94	1,16	15,40
$F_x^b$ ( $10^{-13} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	6,30	6,31	6,30
$L_x^c$ ( $10^{30} \text{erg s}^{-1}$ )	9,51	1,23	16,40
$L_x^d$ ( $10^{29} \text{erg s}^{-1}$ )	6,71	6,38	6,70
$\chi^2_{\nu}/d.o.f$	1,05/257	1,03/256	1/254

<sup>a</sup> Fluxo total corrigido por absorção obtido em faixas de energias de 0,5-10 keV.

<sup>b</sup> Fluxo total corrigido por absorção obtido em faixas de energias de 10-25 keV.

<sup>c</sup> Luminosidade obtida através do fluxo corrigido por absorção na faixa de energia de 0,5-10 keV considerando a distância até a fonte ( $L_x(d/91,34)$ ).

<sup>d</sup> Luminosidade obtida através do fluxo corrigido por absorção na faixa de energia de 10-25 keV considerando a distância até a fonte ( $L_x(d/91,34)$ ).

Em seguida, exploramos o modelo com múltiplas componentes térmicas *apex* modificado pela absorção complexa *pwab* (modelo M6<sub>m</sub>). Embora esse modelo tenha ajustado os espectros, resultou em valores de colunas de absorção fisicamente insustentáveis. O ajuste com esse modelo retornou valores de colunas de absorção mínima e máxima de  $N_{H,min} = 0,57 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$  e  $N_{H,max} \sim 10^{30} \text{cm}^{-2}$  e índice de lei de potência de  $\beta \sim -10$ .

## Investigando a hipótese de *cooling-flow* e de reflexão nos espectros Swift e NuSTAR

O modelo térmico de fluxo de resfriamento afetado por uma única componente de absorção (modelo  $M7_m$ ) não descreveu adequadamente os espectros do Swift e do NuSTAR. Além de apresentar uma significância estatística razoável, com um valor de  $\chi^2_\nu = 1,10$ , esse modelo não descreve satisfatoriamente o contínuo, especialmente em baixas energias, conforme mostrado na Figura 4.33. Adicionamos uma componente de cobertura parcial *pcfabs*, resultando no modelo  $M8_m$ , que apresentou uma melhoria no valor de  $\chi^2_\nu$ , agora igual a 1,01. No entanto, esse modelo ainda subestima o contínuo em energias próximas a 1 keV e oscila entre superestimar e subestimar o fluxo para energias maiores. Resultados semelhantes foram obtidos com a inclusão do modelo de reflexão (resultando no modelo  $M9_m$ ). Embora apresente a mesma significância estatística em termos de  $\chi^2_\nu$ , ele não oferece uma descrição visualmente distinta em relação ao modelo  $M8_m$  e também não descreve adequadamente os dados em baixas energias, principalmente em torno de 1 keV.

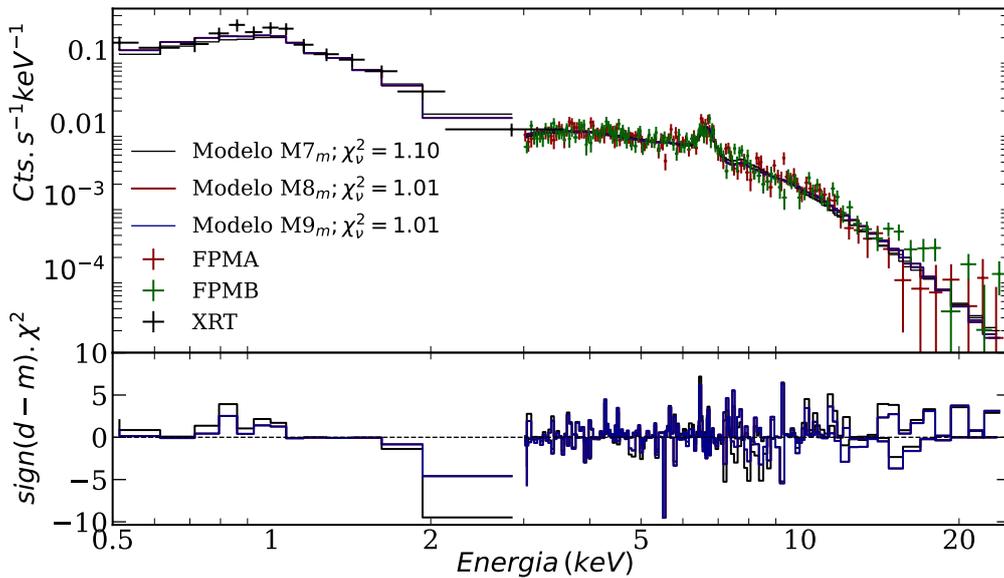


Figura 4.33 Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustados com os modelos  $M7_m$  (em preto) e  $M8_m$  (em vermelho) e  $M9_m$  (em azul).

Para todos os modelos, o parâmetro de coluna de absorção do modelo *phabs* foi obtido em seu valor superior, equivalente a  $N_H < 0,01 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . Através de ajustes preliminares e resultados de ajustes anteriores, constatou-se que a normalização da linha gaussiana mostra um limite superior de  $10^{-24}$ , o que resulta em valores de fluxo praticamente nulo. Portanto, o modelo *gauss* foi excluído do ajuste por não contribuir de maneira significativa na descrição dos espectros. De acordo com o modelo  $M9_m$ , a fonte primária de raios X é um plasma com uma abundância de  $0,70_{-0,08}^{+0,06} Z_\odot$ , que resfria-se a partir de uma temperatura máxima de  $kT_{max} = 4,37 \text{ keV}$ . Essa componente é responsável por cerca de 92% do fluxo total intrínseco, que é de  $2,77 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  na faixa de energia de 0,5 a 25 keV. Por outro lado, a contribuição da reflexão dos raios X primários não é desprezível, representando aproximadamente 8% do fluxo total nessa mesma faixa de energia. Apresentamos os resultados desses ajustes na Tabela 4.10.

Tabela 4.10 Resultados do ajuste espectral do modelo  $M7_m$ ,  $M8_m$  e  $M9_m$  aplicado aos espectros Swift e NuSTAR.

Parâmetros	$M7_m$	$M8_m$	$M9_m$
$N_H (10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$< 0,01$	$< 0,01$	$< 0,01$
$N_{H;pcfabs} (10^{22} \text{ cm}^{-2})$	...	$148,9_{-18,5}^{+21,5}$	$186,9_{-33,5}^{+42,4}$
$Cvrfract$	...	$0,70 \pm 0,07$	$0,70_{-0,08}^{+0,06}$
Abundância ( $Z_\odot$ )	$0,56 \pm 0,05$	$0,35_{-0,07}^{+0,06}$	$0,31_{-0,04}^{+0,06}$
$refl_{elec}$	...	...	$1,26_{-0,40}^{+0,46}$
$kT_{max} (\text{keV})$	$7,30 \pm 0,20$	$4,88_{-0,51}^{+0,42}$	$4,37_{-0,35}^{+0,46}$
$\dot{M} (10^{-11} M_\odot/\text{ano})$	0,52	$3,07_{-0,88}^{+1,85}$	$3,27_{-1,03}^{+1,28}$
$F_x^a (10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	8,53	25,70	26,70
$F_x^b (10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	5,06	8,15	8,70
$L_x^c (10^{30} \text{ erg s}^{-1})$	9,07	27,40	28,31
$L_x^d (10^{29} \text{ erg s}^{-1})$	5,38	8,67	9,26
$\chi_\nu^2/d.o.f$	1,10/261	1,01/259	1,01/258

<sup>a</sup> Fluxo total corrigido por absorção obtido na faixa de energia de 0,5-10 keV.

<sup>b</sup> Fluxo total corrigido por absorção obtido na faixa energia de 10-25 keV.

<sup>c</sup> Luminosidade obtida através do fluxo corrigido por absorção na faixa de energia de 0,5-10 keV considerando a distância até a fonte ( $L_x(d/91,34)$ ).

<sup>d</sup> Luminosidade obtida através do fluxo corrigido por absorção na faixa de energia de 10-25 keV considerando a distância até a fonte ( $L_x(d/91,34)$ ).

O modelo puro *mkcflow* reflete a emissão de um mesmo plasma a diferentes temperaturas. No entanto, os modelos  $M7_m$ ,  $M8_m$  e  $M9_m$  baseados no *mkcflow* não conseguiram descrever adequadamente os espectros Swift e NuSTAR, apresentando falhas na descrição dos espectros em baixas energias. Como mencionado anteriormente na análise dos espectros XMM-Newton, esses resultados podem estar relacionados a desvios do *mkcflow* na descrição dos espectros ou à contribuição adicional da emissão em raios X de uma componente térmica independente ao *mkcflow*.

Para testar essa possibilidade, adicionamos uma componente térmica *apex* independente do *mkcflow*, resultando no modelo  $M10_m$ . O modelo mostrou um bom resultado estatístico com um valor de  $\chi^2_\nu = 1,04$  e uma boa descrição visual dos espectros. Um melhor resultado foi obtido com a inclusão do modelo de absorção parcial *pcfabs* de forma comum a todas as componentes, resultando no modelo  $pcfabs \times M10_m$ , com  $\chi^2_\nu = 0,99$ . Finalmente, o modelo de reflexão foi adicionado, resultando no modelo  $M11_m$ , que apresentou uma pequena melhora na descrição ( $\chi^2_\nu = 0,98$ ) em relação ao modelo anterior. A Figura 4.34 mostra a descrição dos espectro a partir destes modelos.

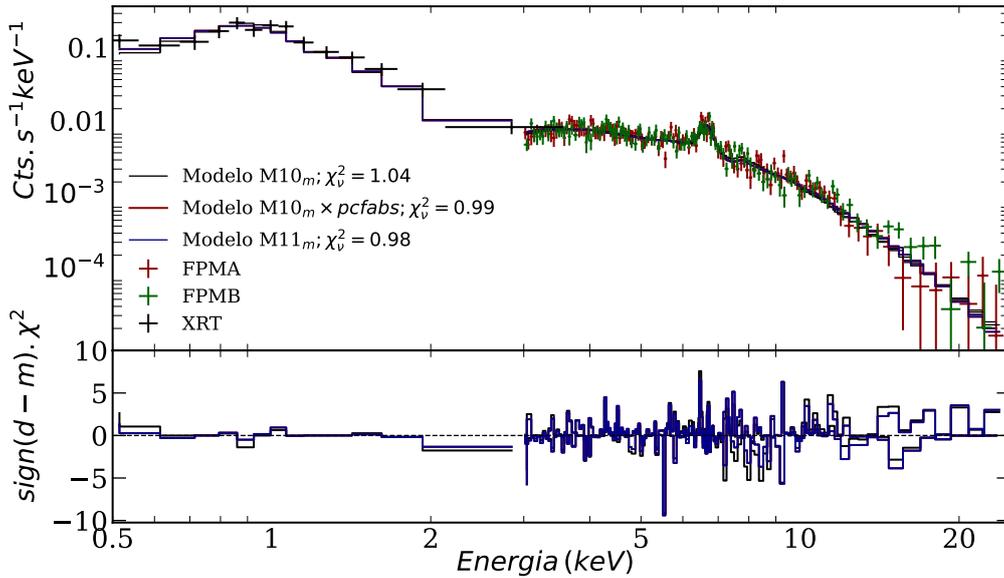


Figura 4.34 Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustados com os modelo  $M10_m$ ,  $M10_m \times pcfabs$  e  $M11_m$ .

Após esses ajustes, avaliamos um cenário em que as componentes que produzem os raios X por resfriamento e que, por sua vez, são refletidos estão sujeitas a uma componente de absorção parcial individual, modelo  $M12_m$ . No entanto, esse ajuste não apresentou melhora em relação ao modelo  $M11_m$ , resultando na mesma significância estatística do modelo  $pcfabs \times M10_m$  (Figura 4.35).

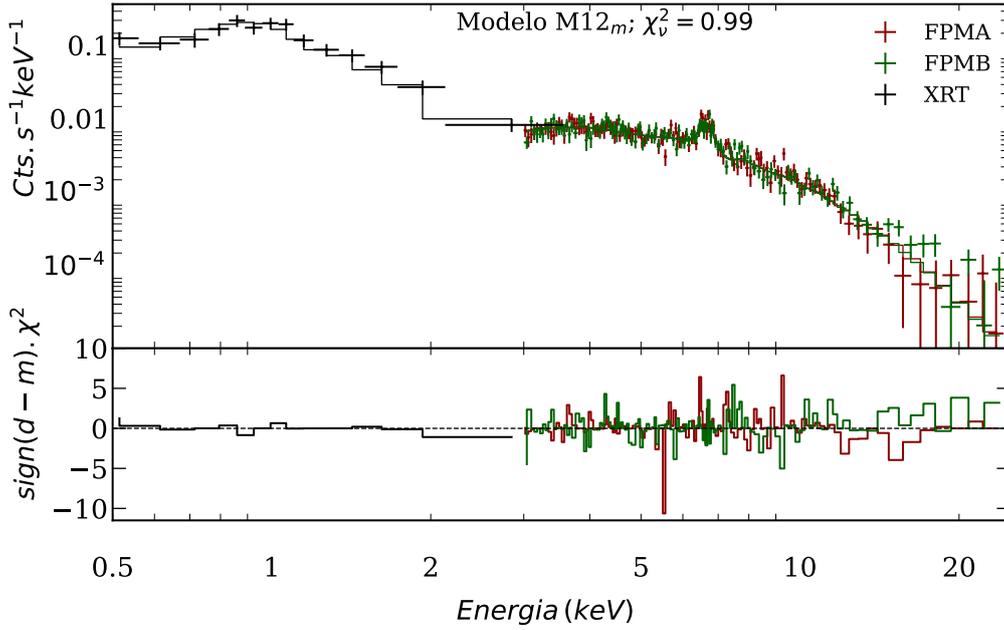


Figura 4.35 Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustados com os modelo  $M12_m$ .

Para todos os modelos, o parâmetro referente à coluna de hidrogênio do modelo *phabs* foi restrito ao valor superior  $N_H = 0,01 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . De acordo com o modelo  $M10_m$ , o plasma mais quente responde por aproximadamente 77,73% do fluxo não-absorvido na faixa de 0,5-10 keV, com uma temperatura de  $kT = 7,65 \text{ keV}$ . Cerca de 22,13% desse fluxo vem da componente térmica *apec* com uma temperatura de  $kT = 0,92^{+0,11}_{-0,14} \text{ keV}$ .

Ao considerar o modelo que inclui a componente de absorção parcial ( $M10_m \times pcfabs$  e  $M11_m$ ), obtemos uma temperatura ligeiramente menor para a componente quente em comparação com o modelo  $M10_m$ , sendo de  $kT = 5,31^{+0,50}_{-0,46} \text{ keV}$ . Essa componente contribui com 78,43% do fluxo intrínseco na faixa de 0,5-10 keV. Por outro lado, a componente térmica do *apec*, com temperatura de  $kT = 0,87^{+0,16}_{-0,14} \text{ keV}$ , contribui com 21,56% do fluxo total não absorvido.

De acordo com o modelo  $M11_m$  a amplitude de reflexão foi de  $1,93^{+1,30}_{-1,12}$ . A reflexão é responsável por 6,79% do fluxo total intrínseco de  $1,90 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  de 0,5-25 keV. A temperatura máxima observada através deste modelo *mkeflow* foi de  $4,70^{+0,66}_{-0,46} \text{ keV}$ , consistente com a temperatura observada através da análise do XMM. Essa componente representa  $\sim 72\%$  do fluxo total de 0,5-25 keV, enquanto a componente térmica *apec* ( $kT = 0,93^{+0,14}_{-0,15} \text{ keV}$ ) é responsável por  $\sim 21\%$  desse fluxo.

A partir dos modelos  $M11_m$  e  $M12_m$  temos que a reflexão dos raios X primários exerce uma contribuição significativa para o fluxo total não absorvido. Os resultados obtidos com o modelo  $M12_m$  mostram que a reflexão é responsável por 9,21% do

fluxo total não absorvido na faixa de energia de 0,5 a 25 keV. A temperatura da componente *apec* não apresentou variação em relação à temperatura derivada do modelo  $M11_m$ , o mesmo ocorre com a temperatura máxima da componente *mkcflow*. As contribuições em fluxo dessas componentes no modelo  $M12_m$  foram de 9,75% e 80,72%, respectivamente. Os valores de outros parâmetros, como a coluna de hidrogênio ( $N_H$ ), a abundância ( $Z_\odot$ ) e as luminosidades e fluxos corrigidos por absorção estão apresentados na Tabela 4.11.

Tabela 4.11 Resultados do ajuste espectrais utilizando os modelos  $M10_m$ ,  $M10_m \times pcfabs$ ,  $M11_m$  e  $M12_m$  aplicado aos espectros Swift e NuSTAR.

Parâmetros	$M10_m$	$M10_m \times pcfabs$	$M11_m$	$M12_m$
$N_H$ ( $10^{22} \text{cm}^{-2}$ )	< 0,01	< 0,01	< 0,01	< 0,01
$N_{H:pcfabs}$ ( $10^{22} \text{cm}^{-2}$ )	...	$139,6^{+27,9}_{-22,9}$	$191,4^{+60,0}_{-50,0}$	$183,3^{+61,4}_{-41,9}$
<i>Cvr fract</i>	...	$0,62^{+0,07}_{-0,08}$	$0,61^{+0,10}_{-0,14}$	$0,57^{+0,12}_{-0,13}$
Abundância ( $Z_\odot$ )	$0,56 \pm 0,05$	$0,37 \pm 0,06$	$0,32^{+0,07}_{-0,05}$	$0,34^{+0,06}_{-0,07}$
<i>refreflec</i>	...	...	$1,93^{+1,30}_{-1,12}$	$1,73^{+0,75}_{-1,02}$
$kT_{apec}$ (keV)	$0,92^{+0,11}_{-0,14}$	$0,87^{+0,14}_{-0,16}$	$0,93^{+0,14}_{-0,15}$	$0,93^{+0,14}_{-0,16}$
$kT_{max}$ (keV)	$7,65 \pm 0,34$	$5,31^{+0,50}_{-0,46}$	$4,70^{+0,66}_{-0,46}$	$4,85^{+0,56}_{-0,60}$
EM ( $10^{53} \text{cm}^{-3}$ )	$1,35 \pm 0,5$	$3,93 \pm 1,80$	$5,07 \pm 3,0$	$1,91 \pm 1,30$
$\dot{M}$ ( $10^{-11} M_\odot/\text{ano}$ )	$0,47^{+0,04}_{-0,03}$	$2,16^{+0,98}_{-0,63}$	$2,05^{+1,09}_{-0,80}$	$1,81^{+1,20}_{-0,60}$
$F_x^a$ ( $10^{-12} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	7,95	20,4	18,20	16,0
$F_x^b$ ( $10^{-13} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	5,31	2,68	8,32	7,83
$L_x^c$ ( $10^{30} \text{erg s}^{-1}$ )	8,45	21,70	21,10	17,02
$L_x^d$ ( $10^{29} \text{erg s}^{-1}$ )	5,65	2,85	8,85	8,33
$\chi^2_\nu/d.o.f$	1,04/259	0,99/257	0,98/256	0,99/256

<sup>a</sup> Fluxo total corrigido por absorção obtido na faixa de energia de 0,5-10 keV.

<sup>b</sup> Fluxo total corrigido por absorção obtido na faixa energia de 10-25 keV.

<sup>c</sup> Luminosidade obtida através do fluxo corrigido por absorção na faixa de energia de 0,5-10 keV considerando a distância até a fonte ( $L_x$  ( $d/91,34$ )).

<sup>d</sup> Luminosidade obtida através do fluxo corrigido por absorção na faixa de energia de 10-25 keV considerando a distância até a fonte ( $L_x$  ( $d/91,34$ )).

## Explorando a hipótese de emissão de raios X não-térmicos

Terada et al. (2008) sugeriram, a partir de dados fotométricos e espectroscópicos obtidos pelo satélite Suzaku, que a emissão de raios X de AE Aqr apresenta, além da componente térmica, uma contribuição não-térmica que é responsável por uma parcela dos raios X “duros” observados. Os autores descreveram os espectros obtidos pelo Suzaku na faixa de energia de 0,5-30 keV como a composição de duas componentes térmicas, com a adição de um componente não-térmico seguindo uma lei de potência. Essa hipótese foi avaliada por Kitaguchi et al. (2014) através dos espectros Swift e NuSTAR, onde os autores ajustaram um modelo de múltiplas temperaturas com a contribuição de uma componente não-térmica como já discutido na Seção 1.3.

Com o objetivo de investigar a existência de raios X “duros” não-térmicos, realizamos os ajustes aos espectros Swift e NuSTAR a partir de modelos de plasmas térmicos (*apec*) e um modelo do tipo lei de potência (*powerlaw*). Todas as componentes de emissão ficaram sujeitas à mesma componente de absorção. Iniciamos o ajuste com uma única componente térmica e adicionamos mais componentes sempre que o ajuste se mostrou insatisfatório tanto em termos de  $\chi^2_\nu$  quanto na análise visual. O modelo com apenas uma componente térmica *apec*, apesar de apresentar um bom resultado estatístico com  $\chi^2_\nu = 1,08$ , não descreve adequadamente os espectros do Swift e do NuSTAR, subestimando o fluxo para energias em torno de 1 keV. A adição de uma segunda componente térmica resultando no modelo  $phabs \times (apec + apec + powerlaw)$ , que é semelhante ao modelo utilizado por Kitaguchi et al. (2014), apresenta um resultado satisfatório ( $\chi^2_\nu = 1,01$ ) e descreve bem os espectros do Swift e do NuSTAR na faixa de energia de 0,5-25 keV. A adição de uma terceira componente térmica não melhora a descrição dos espectros ( $\chi^2_\nu = 1,02$ ), não justificando assim a utilização de mais de duas componentes térmicas. Nossos resultados se mostraram consistentes com os obtidos por Kitaguchi et al. (2014). É importante mencionar que as incertezas reportadas por Kitaguchi et al. (2014) foram calculadas em um intervalo de confiança de 90%, enquanto as nossas foram determinadas em  $1\sigma$  que equivale a um intervalo de confiança de  $\sim 68\%$ . Os valores dos parâmetros obtidos a partir de nossa análise, assim como os valores derivados por Kitaguchi et al. (2014), estão listados na Tabela 4.12. Os espectros Swift e NuSTAR ajustados com o modelo  $phabs \times (apec + apec + powerlaw)$  são mostrados na Figura 4.36.

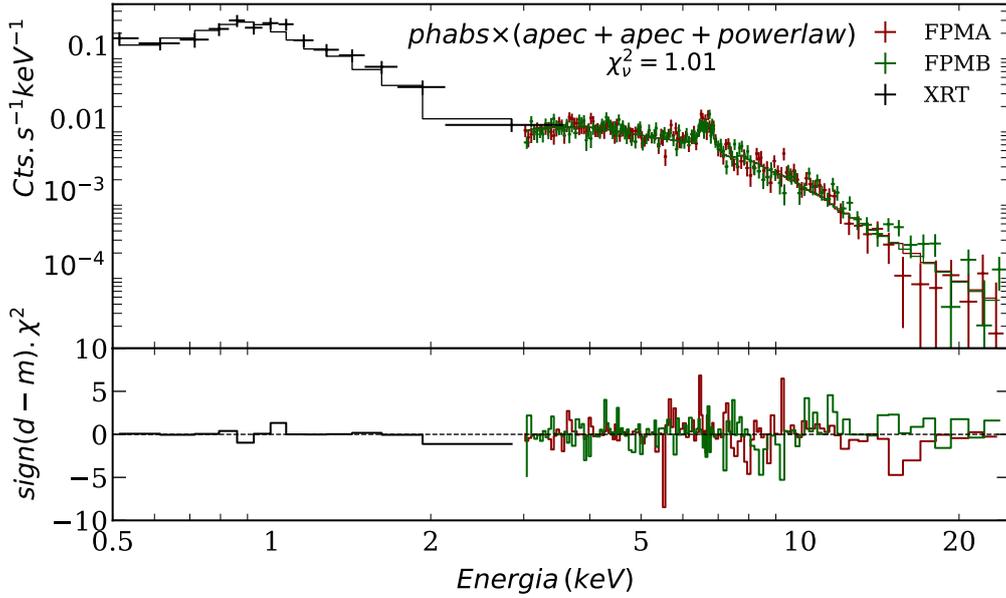


Figura 4.36 Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde ajustados com um modelo de duas componentes térmicas mais uma componente não-térmica tipo lei de potência.

Tabela 4.12 Resultados obtidos através do ajuste do modelo de duas componentes térmicas mais uma componente não-térmica em comparação com os resultados derivados por [Kitaguchi et al. \(2014\)](#).

Parâmetros	Valores obtidos	
	Nossos	<a href="#">Kitaguchi et al. (2014)</a>
$N_H (10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$< 0,04$	$< 0,08$
Abundância ( $Z_\odot$ )	$0,74^{+0,23}_{-0,15}$	$1,14^{+0,62}_{-0,33}$
$kT_1$ (keV)	$0,92 \pm 0,10$	$1,00^{+0,34}_{-0,23}$
$F_1^a$ ( $10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	$2,60^{+0,65}_{-0,60}$	$2,01^{+1,25}_{-1,03}$
$kT_2$ (keV)	$4,07^{+0,43}_{-0,42}$	$4,64^{+1,58}_{-0,84}$
$F_2^a$ ( $10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	$1,83^{+0,60}_{-0,80}$	$1,86^{+0,96}_{-0,81}$
$\Gamma$	$2,52^{+0,10}_{-0,13}$	$2,50^{+0,17}_{-0,23}$
$F_{PL}^b$ ( $10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	$3,89^{+1,12}_{-1,15}$	$4,07^{+1,66}_{-1,50}$
$\chi^2_{\nu}/d.o.f$	1,01/257	1,21/201

<sup>a</sup> Fluxo corrigido por absorção obtido na faixa de energia de 0,5-10 keV.

<sup>b</sup> Fluxo da component *powerlaw* corrigido por absorção obtido na faixa de energia de 0,5-10 keV.

Nossos resultados mostram que o fluxo total intrínseco na faixa de energia de 0,5-10 keV é de  $8,32 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , o que corresponde a uma luminosidade

relativamente baixa de cerca de  $L_{x;0,5-10\text{keV}} = 8,94 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ . A temperatura mais alta encontrada é consistente com aquela obtida por [Itoh et al. \(2006\)](#) e [Choi & Dotani \(2006\)](#). A componente de fluxo intrínseco associada a essa temperatura responde por aproximadamente 22% do fluxo não-absorvido na faixa de 0,5-10 keV. A componente  $kT_2$  com temperatura de  $0,92 \pm 0,10$  keV contribui com aproximadamente 31,25% do fluxo total. Uma porcentagem significativa do fluxo é atribuída à componente *powerlaw*, responsável por cerca de 46,75% da emissão de raios X. Além disso, a luminosidade de raios X duros obtida na faixa de 10-25 keV foi de  $4,73 \times 10^{29} \text{ erg s}^{-1}$ , o que está em concordância com a obtida por [Terada et al. \(2008\)](#) através dos espectros Suzaku.

Apesar do modelo térmico de duas temperaturas fornecer uma boa descrição dos espectros, ele não apresenta melhorias significativas em relação aos modelos  $M3_a$ ,  $M4_a$ ,  $M5_a$  e  $M12_m$ . Todos esses modelos descreveram bem os espectros do Swift e NuSTAR de AE Aqr, tornando difícil distinguir se parte dos raios X duros observados no NuSTAR tem origem não-térmica devido à aceleração de partículas carregadas ou se são resultado de reprocessamento dos raios X primários.

Dado que o índice espectral ( $\Gamma$ ) implica diretamente no fluxo em mais altas energias, realizamos uma avaliação para determinar a consistência entre o fluxo calculado com base no valor do índice espectral obtido neste estudo e o fluxo calculado utilizando o índice espectral obtido em observações de rádio. Para conduzir esta análise, fixamos o parâmetro do índice espectral no valor derivado dos espectros de rádio, conforme relatado por [Abada-Simon et al. \(1993\)](#) ( $\Gamma = 1,8$ ), e reajustamos o modelo, permitindo apenas que as normalizações variassem livremente. Essa análise resultou em um valor de fluxo intrínseco para a componente não-térmica de  $1,01 \pm 0,1 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , o qual se mostrou coerente com o valor de fluxo obtido ao considerar o índice de  $2,52_{-0,13}^{+0,10}$  inferido pelos raios X.

## Modelo de múltiplas componentes térmicas com absorção simples ( $M_{4v}$ ) aplicado aos espectros Swift+NuSTAR

Começamos com um dos modelos mais simples que melhor explicou os espectros obtidos pelo XMM-*Newton* de AE Aqr, que foi o modelo  $M_{4v}$ . O ajuste mostrou um resultado estatisticamente aceitável ( $\chi^2_{\nu} = 1,05$ ) e uma boa descrição visual dos espectros (vide Figura 4.37).

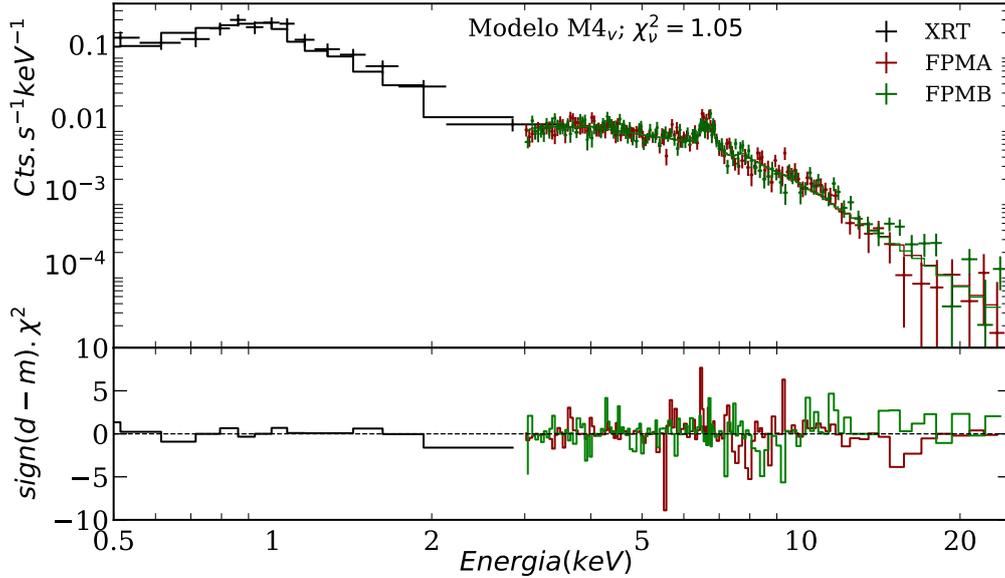


Figura 4.37 Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde. O ajuste espectral corresponde ao modelo ( $M_{4v}$ ;  $\text{phabs} \times [\text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec}]$ ).

Só foi possível restringir o valor superior da temperatura da componente quente do *vapec*, que ficou restrita a ser menor que 20 keV. Essa componente responde por 7,60% do fluxo total não-absorvido em 0,5-10 keV, que é de  $\sim 8,70 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Aproximadamente 16,55% deste fluxo nessa mesma faixa de energia vem da componente “fria” ( $kT_1 = 0,44 \pm 0,10$ ), 20,10% é contribuição da segunda componente de temperatura de  $kT_2 = 1,03 \pm 0,16$  keV e 55,74% do fluxo é contribuição da terceira componente com temperatura de  $kT_3 = 3,11^{+0,35}_{-0,25}$  keV. Nossos resultados estão resumidos na Tabela 4.13.

Tabela 4.13 Resultados do ajuste espectral do modelo  $M4_v$  aplicado aos espectros Swift+NuSTAR.

Parâmetros	Unidades	Valores
$N_H$	$(10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$< 0,01$
Fe	$(Z_\odot)$	$0,66^{+0,17}_{-0,16}$
$kT_1$	(keV)	$0,44 \pm 0,10$
$kT_2$	(keV)	$1,03 \pm 0,16$
$kT_3$	(keV)	$3,19^{+0,35}_{-0,25}$
$kT_4$	(keV)	$< 20$
$EM_1$	$(10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$0,87 \pm 0,30$
$EM_2$	$(10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$1,02 \pm 0,40$
$EM_3$	$(10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$3,07 \pm 0,40$
$EM_4$	$(10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$0,35 \pm 0,08$
$F_x^a$	$(10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	8,70
$F_x^b$	$(10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	6,04
$L_x^c$	$(10^{31} \text{ erg s}^{-1})$	1,01
$L_x^d$	$(10^{29} \text{ erg s}^{-1})$	2,79
$\chi^2_\nu/d.o.f$	...	1,05/257

<sup>a</sup> Fluxo total corrigido por absorção obtido na faixa de energia de 0,5-10 keV.

<sup>b</sup> Fluxo total corrigido por absorção obtido na faixa de energia de 10-25 keV.

<sup>c</sup> Luminosidade obtida através do fluxo corrigido por absorção na faixa de energia de 0,5-10 keV considerando a distância até a fonte ( $L_x(d/91,34)$ ).

<sup>d</sup> Luminosidade obtida através do fluxo corrigido por absorção na faixa de energia de 10-25 keV considerando a distância até a fonte ( $L_x(d/91,34)$ ).

Os valores da densidade da coluna equivalente a hidrogênio neutro e da abundância de ferro mostraram-se consistentes com os valores obtidos a partir dos espectros integrados (espectros de toda observação XMM-Newton). No entanto, os valores das temperaturas foram inconsistentes com os valores derivados do XMM, assim como foram os valores das medidas de emissão. A temperatura da componente quente  $kT_4$  excedeu em aproximadamente 5 vezes a temperatura obtida a partir dos espectros do XMM, cuja medida de emissão resultou em um valor mais baixo ( $EM_4 = 0,35 \pm 0,08 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$ ), quebrando assim a tendência crescente da medida de emissão com a temperatura observada em nossos resultados derivados dos espectros XMM-Newton.

A luminosidade em raios X na faixa de 0,5-10 keV foi de  $9,26 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ , valor que coincide com o obtido por [Kitaguchi et al. \(2014\)](#), que encontraram uma luminosidade de  $9,30 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$  ao estudarem os mesmo conjuntos de dados que os nossos. Além disso, a luminosidade em raios X na faixa de 10-25 keV também se mostrou compatível com os resultados obtidos por [Terada et al. \(2008\)](#) através de observações conduzidas pelo satélite Suzaku, assim como os resultados de [Kitaguchi et al. \(2014\)](#). Nosso ajuste também não revelou a presença da linha de fluorescência de ferro em AE Aqr. A intensidade da linha gaussiana em nosso ajuste foi de  $3,11 \times 10^{-19} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , o que corresponde a uma contribuição virtualmente nula para o fluxo total não absorvido da fonte.

Tanto em nossa análise quanto na análise feita por [Kitaguchi et al. \(2014\)](#), um modelo *apex* de três temperaturas foi necessário e suficiente para ajustar todos os espectros Swift e NuSTAR simultaneamente. Isso implica que a temperatura de plasma mais quente inferida do modelo de quatro temperaturas, que foi de  $kT_4 \sim 20 \text{ keV}$ , pode não ser um valor realista.

Outra explicação seria que a forma dos espectros Swift+NuSTAR obtidos em 2012 não é consistente com os espectros do XMM-*Newton* obtidos em 2001, o que poderia estar relacionado à natureza variável de AE Aqr. Para avaliar essa hipótese, ajustamos os espectros do XMM-*Newton* utilizando o modelo  $M_{4v}$ , fixando a temperatura da componente quente no valor obtido através dos ajustes Swift+NuSTAR. Primeiro, fixamos as abundâncias nos valores determinados anteriormente e, em seguida, permitimos que elas varissem livremente. Em ambas as situações, os resultados mostraram boa concordância estatística ( $\chi^2_\nu = 1,61$ ), descrevendo bem o contínuo para energia abaixo de 7 keV, mas subestimando consideravelmente a intensidade da linha de ferro em 6,7 keV. Em seguida, fixamos todas as temperaturas nos valores correspondentes encontrados através dos espectros Swift e NuSTAR, mantendo as abundâncias fixas, e posteriormente permitimos que elas variassem. Isso resultou em uma melhora na descrição visual dos dados, porém com uma significância estatística insatisfatória ( $\chi^2_\nu > 1,80$ ).

## Modelo de múltiplas componentes térmicas afetadas por absorção parcial ( $M5_v$ ) aplicado aos espectros Swift+NuSTAR

O modelo foi inicialmente ajustado mantendo os parâmetros de abundâncias fixos nos valores encontrados através das observações do XMM-*Newton*. Esse ajuste preliminar revelou que a componente “fria” convergiu para valores de temperatura mínima permitida pelo XSPEC ( $kT_1 = 0,0808$  keV), e o valor da coluna de absorção do modelo *phabs* foi estimado em torno de  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Esses parâmetros foram fixados nos valores obtidos através desse mesmo modelo para os espectros do XMM-*Newton* ( $N_H = 0,03 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  e  $kT_1 = 0,12$  keV), e então realizamos um novo ajuste. A descrição dos espectros Swift e NuSTAR a partir desse modelo apresenta um resultado estatístico  $\chi^2_\nu = 0,99$  e boa descrição visual na faixa de energia de 0,5-25 keV (Figura 4.38).

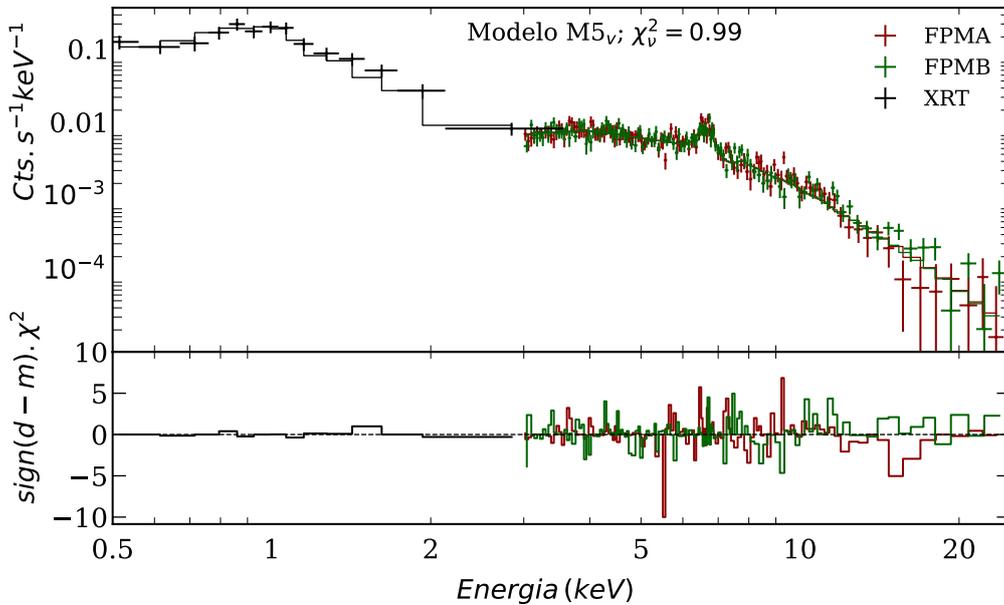


Figura 4.38 Espectros Swift+NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde. O ajuste espectral corresponde ao modelo ( $M5_v$ ;  $\text{phabs} \times [\text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec} + \text{vapec}]$ ).

O ajuste resulta em uma coluna de absorção com valor de  $N_H = 15,19^{+5,96}_{-3,81} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , menor do que o valor obtido através do ajuste desse modelo aos espectros do XMM-*Newton*. A fração de cobertura dessa componente foi de  $\text{Cvrfrac} = 0,65^{+0,12}_{-0,14}$ , mostrando-se ligeiramente maior do que a derivada dos espectros do XMM. A abundância do Ferro, assim como nos resultados anteriores, se mostrou subsolar, com um valor de  $0,42^{+0,13}_{-0,12}$  vezes a abundância solar. A temperatura da componente “quente”,  $kT = 7,30^{+1,16}_{-0,90}$  keV, mostrou-se mais elevada do que a observada nos espec-

tros do XMM-Newton, tanto na nossa análise quanto nos trabalhos realizados por Itoh et al. (2006) e Choi & Dotani (2006), aproximando-se dos valores esperados para temperaturas em plasmas de acreção em colunas de mCVs. O fluxo intrínseco calculado na faixa de energia de 0,5 a 10 keV foi de  $2,56 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , o que corresponde a uma luminosidade de  $L_{x;0,5-10 \text{ keV}} = 2,72 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ . A contribuição em fluxo da componente “quente” foi de aproximadamente 39% para fluxo intrínseco na faixa de 0,5 a 10 keV. A componente mais “fria” contribuiu apenas com 5,79%, a segunda componente contribuiu com 25,46%, e a terceira componente com 11,25%. A Tabela 4.14 resume os resultados obtidos.

Tabela 4.14 Resultados do ajuste espectral do modelo  $M5_v$  aplicado aos espectros Swift+NuSTAR.

Parâmetros	Unidades	Valores
$N_H$	$(10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$< 0,03$
$N_{H;pcfabs}$	$(10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$15,19_{-3,81}^{+5,96}$
$Cvrfract$	$(10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$0,65_{-0,14}^{+0,12}$
Fe	$(Z_{\odot})$	$0,42_{-0,12}^{+0,13}$
$kT_1$	(keV)	$0,12^*$
$kT_2$	(keV)	$0,73_{-0,13}^{+0,10}$
$kT_3$	(keV)	$1,57_{-0,21}^{+0,32}$
$kT_4$	(keV)	$7,30_{-0,90}^{+1,16}$
EM <sub>1</sub>	$(10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$4,42 \pm 3,60$
EM <sub>2</sub>	$(10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$4,04 \pm 2,19$
EM <sub>3</sub>	$(10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$1,80 \pm 0,40$
EM <sub>4</sub>	$(10^{53} \text{ cm}^{-3})$	$9,52 \pm 4,30$
$F_x^a$	$(10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	2,56
$F_x^b$	$(10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	6,26
$L_x^c$	$(10^{31} \text{ erg s}^{-1})$	2,74
$L_x^d$	$(10^{29} \text{ erg s}^{-1})$	6,66
$\chi^2_{\nu}/d.o.f$	...	0,99/254

<sup>a</sup> Fluxo total corrigido por absorção obtido na faixa de energia de 0,5-10 keV.

<sup>b</sup> Fluxo total corrigido por absorção obtido na faixa energia de 10-25 keV.

<sup>c</sup> Luminosidade obtida através do fluxo corrigido por absorção na faixa de energia de 0,5-10 keV considerando a distância até a fonte ( $L_x(d/91,34)$ ).

<sup>d</sup> Luminosidade obtida através do fluxo corrigido por absorção na faixa de energia de 10-25 keV considerando a distancia até a fonte ( $L_x(d/91,34)$ ).

Revisitamos os espectros integrados do XMM-*Newton* para avaliar se os parâmetros de temperatura, normalização e coluna de absorção explicam os espectros EPIC e RGS obtidos em 2001. Iniciamos mantendo as abundâncias nos valores determinados anteriormente e fixamos a temperatura da componente “quente” no valor encontrado através do ajuste simultâneo dos espectros Swift e NuSTAR ( $kT_4 = 7,30 \text{ keV}$ ). Após isso, permitimos que as abundâncias variassem livremente. Nenhum dessas configurações produziram resultados satisfatórios, resultado em

um  $\chi^2_\nu > 2$ . Em seguida, fixamos todos os parâmetros de temperatura nos valores derivados dos espectros Swift+NuSTAR. Isso não melhorou os resultados, mostrando um valor de  $\chi^2_\nu > 2$ , não descrevendo os espectros EPIC, subestimando a linha de Fe em 6,7 keV, assim como as linhas de emissão do RGS.

### **Modelo de fluxo de resfriamento com componente de absorção e de reflexão individual (M12<sub>v</sub>) aplicados aos espectros Swift+NuSTAR**

O modelo M12<sub>v</sub> foi inicialmente ajustado aos espectros Swift+NuSTAR, mantendo o parâmetro da amplitude de reflexão constante em 1 ( $rel_{refl} = 1$ ). Isso ocorreu porque, quando permitimos que esse parâmetro varie, ele assume valores maiores que 3, que não são realistas. Os parâmetros de coluna de hidrogênio do *phabs* e *pcfabs*, assim como a fração de cobertura parcial (*Cvrfrac*), foram deixados livres para variar. Esse ajuste resultou em um  $\chi^2_\nu = 1,04$ , descrevendo bem os espectros para altas energias mas subestimando um pouco os espectros em baixas energias. Com esse modelo, os espectros são descritos por uma componente quente com  $kT_{max} = 5,24^{+0,48}_{-0,47}$  keV e uma componente mais fria representada pelo modelo *vapec* com temperatura de  $kT = 0,73^{+0,13}_{-0,23}$  keV, que respondem por 86,57% e 11,64% do fluxo na faixa de energia de 0,5-10 keV, respectivamente. A contribuição da componente de reflexão é de aproximadamente  $\sim 1,80\%$ . O valor da coluna de hidrogênio foi restrito a ser  $N_H < 0,02 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . A coluna equivalente a hidrogênio da componente de absorção complexa apresentou um valor de  $N_{H;pcfabs} = 156,34^{+50,63}_{-32,85} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , com fração de cobertura de  $Cvrfrac = 0,53^{+0,10}_{-0,12}$ .

Após esse ajuste fixamos o parâmetro de reflexão no valor obtido através do modelo M12<sub>m</sub> ( $rel_{refle} = 1,73$ ), excluindo a componente gaussiana, uma vez que não foi detectada a linha da linha de fluorescência em nenhum dos modelos. O ajuste foi realizado novamente resultando em um  $\chi^2_\nu = 1,01$ , mostrando uma descrição satisfatória dos espectros Swift e NuSTAR. O valor da temperatura do modelo *vapec* foi de  $kT_{vapec} = 0,73^{+0,13}_{-0,27}$  keV, essa componente representa 11,12% do fluxo de 0,5 a 10 keV. A componente *vmcflow* contribuiu com 86,42% do fluxo intrínseco e resultou em uma temperatura máxima de  $kT_{max} = 5,10^{+0,35}_{-0,33}$  keV. Esse modelo mostrou que 2,46% dos fótons são produzidos pela reflexão (caso exista) em alguma região próxima da anã branca. A taxa de acreção derivada do *vmcflow* foi de  $1,41^{+0,57}_{-0,41} \times 10^{-11} M_\odot/\text{ano}$ . Essa taxa de acreção é duas ordens de grandeza menor do que os valores típicos encontrados em IPs que é da ordem de  $10^{-9} M_\odot/\text{ano}$  (por exemplo, [Lopes de Oliveira & Mukai, 2019](#)). Além disso, essa taxa de acreção é cerca de 4 vezes menor do que o valor obtido a partir do ajuste aos espectros do XMM-Newton. Essa diferença sugere uma possível diminuição na taxa de acreção de matéria. Observa-se um aumento na temperatura da componente do *vmcflow*

em relação àquela obtida nos espectros do XMM-Newton, tanto nos espectros integrados quanto nos espectros de baixo e alto brilho. A temperatura da componente *vapec* foi consistente com aquela encontrada na análise do XMM-Newton para os diferentes estados da fonte, sendo de  $0,73^{+0,13}_{-0,27}$  keV. Essa constatação sugere que essa emissão pode estar sendo produzida em um mesmo local de acreção, dada a dependência da temperatura com a altura de choque da matéria no processo de acreção. A Figura 4.39 mostra o ajuste do modelo M12<sub>v</sub> com o parâmetro de reflexão fixo em 1,73. A Tabela 4.15 mostra os resultados obtidos a partir desses ajustes.

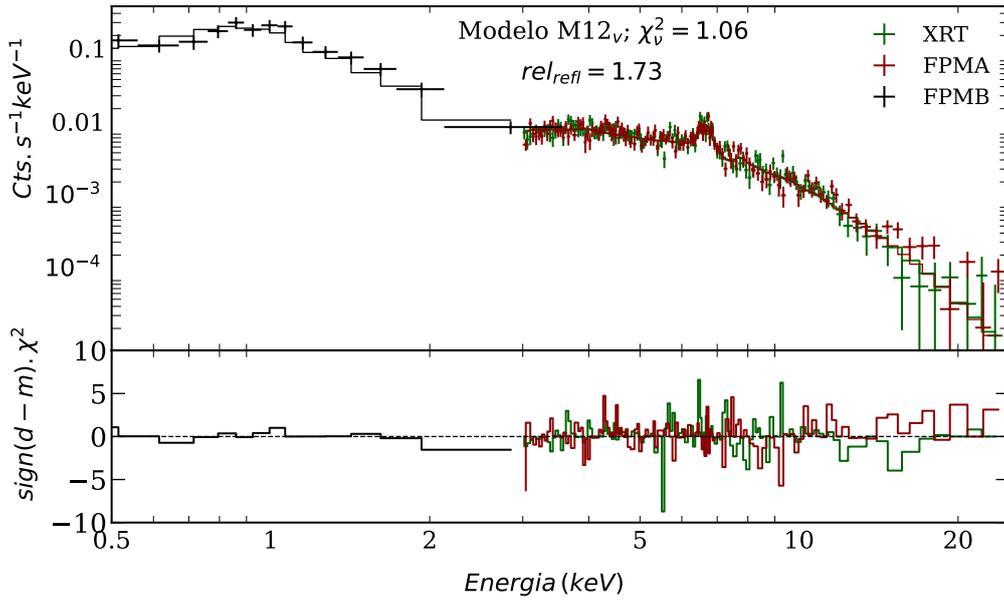


Figura 4.39 Espectros Swift e NuSTAR, XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde. O ajuste espectral corresponde ao modelo (M12<sub>v</sub>; phabs × [vapec + pcfabs × vmcflow × reflect]).

Tabela 4.15 Resultados do modelo M12<sub>v</sub> ajustado aos espectros Swift+NuSTAR

Parâmetros	Valores	Valores
$N_H$ ( $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ )	$< 0,02$	$< 0,03$
$N_{H:pcfabs}$ ( $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ )	$156,34^{+50,63}_{-32,85}$	$141,47^{+32,75}_{-30,86}$
$Cvr\text{fract}$	$0,53^{+0,10}_{-0,12}$	$0,51^{+0,08}_{-0,10}$
$\text{Fe}(Z_{\odot})$	$0,43^{+0,07}_{-0,06}$	$0,47 \pm 0,06$
$kT_{vapec}$ (keV)	$0,73^{+0,13}_{-0,23}$	$0,73^{+0,13}_{-0,27}$
$kT_{max}$ (keV)	$5,24^{+0,48}_{-0,47}$	$5,10^{+0,35}_{-0,33}$
EM ( $10^{53} \text{ cm}^{-3}$ )	$1,24 \pm 0,60$	$1,09 \pm 0,40$
$rel_{refle}$	1*	1,73*
$\dot{M}$ ( $10^{-11} M_{\odot}/ano$ )	$1,56^{+0,73}_{-0,46}$	$1,41^{+0,57}_{-0,41}$
$F_x^a$ ( $10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	1,69	1,51
$F_x^b$ ( $10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	2,51	5,07
$L_x^c$ ( $10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ )	1,80	1,60
$L_x^d$ ( $10^{29} \text{ erg s}^{-1}$ )	2,67	5,40
$\chi_{\nu}^2/d.o.f$	1,04/257	1,01/259

<sup>a</sup> Fluxo total corrigido por absorção obtido na faixa de energia de 0,5-10 keV.

<sup>b</sup> Fluxo total corrigido por absorção obtido na faixa energia de 10-25 keV.

<sup>c</sup> Luminosidade obtida através do fluxo corrigido por absorção na faixa de energia de 0,5-10 keV considerando a distância até a fonte ( $L_x(d/91,34)$ ).

<sup>d</sup> Luminosidade obtida através do fluxo corrigido por absorção na faixa de energia de 10-25 keV considerando a distância até a fonte ( $L_x(d/91,34)$ ).

\* Indica os parâmetros que foram congelados durante o ajuste.

Diante desses resultados, retornamos aos espectros integrados do XMM-*Newton* e refizemos novos ajustes utilizando o modelo M12<sub>v</sub>. Nosso objetivo era verificar se os parâmetros de temperatura e reflexão obtidos por meio desse modelo ajustado aos espectros Swift+NuSTAR explicam os espectros do XMM-*Newton*. Iniciamos os ajustes deixando o fator de reflexão fixo no valor obtido através do modelo M12<sub>m</sub> ( $rel_{refle} = 1,73$ ) e deixamos as normalizações em temperaturas variarem livremente. Primeiro, realizamos o ajuste com todas as abundâncias fixadas nos valores encontrados anteriormente e, em seguida, permitimos que elas variem livremente. Essas duas situações promoveram um resultado aceitável de  $\chi_{\nu}^2 \sim 1,65$ . No entanto, quando fixamos as temperaturas das componentes *vapec* e *vmcflow* nos valores obtidos através do ajuste ao Swift+NuSTAR ( $kT_{vapec} = 1,01$  keV e  $kT_{vmcflow} = 5,44$  keV), não obtivemos resultados estatísticos satisfatórios ( $\chi_{\nu}^2 > 2$ ). Esses resultados

mostram que o valor da reflexão é consistente com os espectros do XMM-*Newton* e que o aumento das temperaturas observadas nos ajustes do Swift+NuSTAR pode realmente indicar o aumento da temperatura do plasma emissor de raios X.

# Capítulo 5

## Discussões e conclusões

É proposto na literatura que as variações de brilho de em raios X da PI AE Aqr tem origem tanto térmica quanto não térmica e provém de diversos sítios de acreção. Conforme discutido na Seção 1.3, argumenta-se que a emissão térmica da fonte é observada em raios X *soft* ( $E_x < 10$  keV). Por outro lado, a emissão não-térmica é observada em rádio, raios X “duros” ( $E_x > 10$  keV) e possivelmente em raios Gamma. As variações de brilho de natureza multiespectral da fonte têm sido associadas, pelo menos parcialmente, à manifestação de um regime *propeller* no sistema.

Neste estudo revisitamos observações feitas pelo *XMM-Newton* em 2001, incluindo observações de alta e média resolução, e também utilizamos os dados obtidos pelo *Swift* e uma das observações conduzidas pelo *NuSTAR* ambas em 2012. O objetivo foi testar a hipótese do *cooling-flow* tipicamente observado na emissão em raios X de CVs. Além disso, investigamos se uma parte da emissão em raios X “duros” observada pelo *NuSTAR* em AE Aqr é resultado do reprocessamento dos fótons de raios X primários, resultando no excesso de raios X “duros” observado. A seguir, discutiremos os resultados obtidos nesta investigação.

### 5.1 Comparação dos resultados *XMM-Newton* entre os estados de baixa e alta emissão de AE Aqr

Conforme relatado por Itoh et al. (2006) e Choi & Dotani (2006), as observações realizadas com o *XMM-Newton* de AE Aqr revelaram um espectro de raios X complexo. Esses autores relataram que, para obter um ajuste satisfatório, foi necessário utilizar múltiplas componentes de plasma térmico opticamente fino e uma componente de absorção comum a todos os plasmas. De fato, nossas análises mostraram

que, entre todos os modelos listados na Tabela 4.1, apenas três deles descreveram os espectros XMM-*Newton* de AE Aqr, sendo eles o modelo M4<sub>v</sub>, que é semelhante ao utilizado por Itoh et al. (2006) e Choi & Dotani (2006), e os modelos M5<sub>v</sub> e M12<sub>v</sub>.

Com modelo M4<sub>v</sub>, temos uma descrição dos espectros a partir de quatro plasmas térmicos em diferentes temperaturas afetados por uma componente de absorção simples, representado pelo modelo  $phabs \times (vapec + vapec + vapec + vapec)$ . O modelo M5<sub>v</sub> é similar ao modelo M4<sub>v</sub>, com a diferença de que, além da absorção simples, existe uma absorção complexa atuando na absorção dos fótons de raios X (modelo  $phabs \times pcfabs \times [vapec + vapec + vapec + vapec]$ ). Por outro lado, o modelo M12<sub>v</sub> representa a emissão de um plasma térmico em resfriamento que sofre reprocessamento e absorção intrínseca mais a contribuição de uma componente térmica individual, dado pelo modelo  $phabs \times (vapec + vmcflow \times reflect \times pcfabs)$ .

Nossos resultados a partir das análises espectrais do XMM-*Newton* para o baixo e alto estado de emissão AE Aqr mostram que a temperatura da componente mais “fria” na condição de baixa emissão em raios X do sistema é consistente em  $1\sigma$  com o valor correspondente ao estado de alta emissão. As temperaturas para a componente “fria” são de  $0,22 \pm 0,01$  keV no estado baixo e  $0,23 \pm$  keV no estado alto, derivadas do modelo M4<sub>v</sub>. Da mesma forma, as temperaturas obtidas a partir do modelo M5<sub>v</sub> foram de  $0,13 \pm 0,01$  keV para o estado baixo e  $0,12 \pm 0,01$  keV para o estado alto.

Essa componente de plasma mais “frio” pode estar sendo produzido na base da coluna de acreção em AE Aqr. Isso é consistente com o modelo de acreção de IPs proposto por Aizu (1973), no qual o material em acreção aquece por choque e resfria por meio de perdas radiativas via *bremstrahlung*, à medida que se aproxima da estrela primária. No entanto, a temperatura relativamente baixa da componente “quente” derivada dos modelos M4<sub>v</sub> e M5<sub>v</sub>, que foram de  $5,44^{+0,46}_{-0,40}$  keV e  $2,60^{+0,11}_{-0,13}$  keV, respectivamente, assim como a temperatura máxima derivada do modelo M12<sub>v</sub> ( $kT_{max} = 3,62^{+0,15}_{-0,16}$  keV), é muito inferior à temperatura de choque esperada ( $kT \sim 40$  keV) considerando os valores de massa de  $0,79 M_{\odot}$  (e.g., Casares et al., 1996) e raio da anã branca em AE Aqr de  $6,5 \times 10^8$  cm (Ikhsanov, 2012).

O fluxo não absorvido de 0,3-10 keV, e, portanto, a luminosidade na mesma faixa de energia, no estado de alta atividade mostrou-se aproximadamente três vezes maior do que o fluxo no estado de baixa atividade. Conforme observado nas análises das curvas de luz, esse aumento de brilho é acompanhado por um aumento da dureza espectral na emissão de AE Aqr. Isso é suportado pela presença de absorção intrínseca, conforme representado pelo modelo *pcfabs* implementado nos modelos M5<sub>v</sub> e M12<sub>v</sub>, que indicam que a fonte é mais absorvida no estado de baixa atividade.

O aumento na luminosidade observada no estado de alta atividade da fonte sugere que pode ser devido a um aumento na taxa de acreção de matéria. No entanto, nossos resultados mostram que as taxas de acreção derivadas dos espectros

da baixa e alta emissão, a partir do modelo M12<sub>v</sub>, são consistentes entre si dentro do intervalo de confiança de 1σ. Os valores obtidos para o baixo e alto estado são  $\dot{M} = 6,10_{-1,19}^{+1,30} \times 10^{-11} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $\dot{M} = 7,00_{-0,82}^{+0,10} \times 10^{-11} M_{\odot}/\text{ano}$ , respectivamente. Isso sugere que o aumento na luminosidade não está necessariamente relacionado a um aumento na taxa de acreção, mas pode estar associada a uma mudança no local de acreção do sistema ou a uma variação na área de emissão, conforme proposto por [Reinsch et al. \(1995\)](#).

## 5.2 Comparação dos resultados derivados do XMM-Newton (2001) com os resultados obtidos através da análise Swift+NuSTAR (2012)

Os resultados derivados dos modelos M4<sub>v</sub>, M5<sub>v</sub> e M12<sub>v</sub> mostraram que, quando AE Aqr foi observada com o Swift e NuSTAR (2012), a temperatura do plasma “mais quente” foi menor que 20 keV,  $7,30_{-0,90}^{+1,16}$  keV e  $5,10_{-0,33}^{+0,35}$  keV, respectivamente, mostrando-se maior em comparação com as temperaturas obtidas com os espectros XMM-Newton em 2001 através desses mesmos modelos, onde os valores obtidos foram de  $4,77_{-0,04}^{+0,05}$  keV,  $2,46_{-0,13}^{+0,12}$  keV e  $3,12_{-0,21}^{+0,16}$  keV, respectivamente. Se esse aumento observado de temperatura nos espectros Swift+NuSTAR for real, isso pode refletir uma mudança do sítio de acreção.

O valor da coluna de absorção complexa derivado do modelo M5<sub>v</sub> para os espectros do XMM-Newton foi de  $N_{H;pcfabs} = 28,48_{-4,70}^{+5,82} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , sendo maior em comparação com os espectros do Swift+NuSTAR que apresentaram um valor de  $N_{H;pcfabs} = 15,19_{-3,81}^{+5,96} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . No entanto, para o modelo M12<sub>v</sub>, o valor da coluna de absorção foi de  $25,54_{-3,80}^{+4,83} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  para o XMM-Newton e  $141,47_{-30,86}^{+32,75} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  para os espectros do Swift+NuSTAR. Essa diferença nos resultados pode estar relacionada ao fato de que a absorção complexa pode variar de época para época, ou pode ser reflexo da absorção em diferentes regiões da coluna de acreção. No entanto, os ajustes considerando essa hipótese através do modelo *pwabs* não conseguiram explicar adequadamente os espectros de AE Aqr. Embora tal modelo reproduza um cenário mais realista em relação à distribuição de linhas de visada em função da coluna de absorção  $N_H$ , o modelo *pwabs* assume que o material absorvente não está ionizado e possui abundância consistente com a abundância solar. Esse cenário não reproduz a situação de absorção pela coluna de acreção, visto que o material que forma a coluna foi ionizado por fenômenos de choque e pode estar contribuindo para a absorção dos raios X. Outra evidência que sustenta esse argumento é o fato de o material emissor de raios X ser superabundante em

nitrogênio, como observado na Seção 4.2. Isso implica que o material absorvente também é rico em nitrogênio, o que não é levado em consideração pelo *pwabs*.

As medidas de emissão derivadas dos modelos  $M4_v$  e  $M5_v$  aplicados aos espectros XMM-*Newton*, ao contrário dos resultados obtidos por Itoh et al. (2006) e Choi & Dotani (2006), revelaram uma tendência crescente com a temperatura, o que é esperado na emissão de raios X de plasmas presentes em colunas de acreção de IPs. No entanto, nos espectros Swift+NuSTAR, não foi observada a mesma tendência. Os resultados obtidos a partir do modelo  $M4_v$  mostram que a medida de emissão do plasma mais “frio” foi de  $EM_1 = 0,87 \pm 0,30 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$  para um temperatura de ( $kT_1 = 0,44 \pm 0,10 \text{ keV}$ ). Para a segunda componente observa-se um valor de mediada de emissão consistente com a anterior dentro das incertezas de  $EM_2 = 1,02 \pm 0,40 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$  a uma temperatura de  $kT_2 = 1,03 \pm 0,16 \text{ keV}$ . A terceira componente mostra um valor maior ( $EM_3 = 3,07 \pm 0,40 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$ ) e temperatura de  $kT_3 = 3,19^{+0,35}_{-0,25} \text{ keV}$ , mas diminui para o plasma “mais quente” ( $kT_4 \sim 20 \text{ keV}$ ), mostrando um valor de  $EM_4 = 0,35 \pm 0,08 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$ , quebrando assim a tendência crescente. Para o modelo  $M5_v$ , os valores foram de  $EM_1 = 4,42 \pm 3,60 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$  para o plasma mais “frio” de temperatura  $\sim 0,12 \text{ keV}$ . O segundo plasma, com temperatura de  $0,73^{+0,10}_{-0,13} \text{ keV}$ , corresponde a uma menor medida de emissão de  $EM_2 = 4,04 \pm 2,19 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$ . A medida de emissão da terceira componente é ainda menor ( $EM_3 = 1,80 \pm 0,40 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$ ) com temperatura de  $1,57^{+0,32}_{-0,21} \text{ keV}$ . Já a quarta componente de temperatura igual a  $7,30^{+1,16}_{-0,90} \text{ keV}$  tem medida de emissão equivalente a  $EM_4 = 9,52 \pm 4,30 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$ . Além disso, os valores das medidas de emissão derivados dos espectros Swift+NuSTAR, assim como os derivados do XMM-*Newton*, resultaram em uma medida de emissão da ordem de  $EM \sim 10^{53} \text{ cm}^{-3}$ , o que é inconsistente com as densidades de plasmas em colunas de acreção de mCVs que apresentam densidade eletrônica da ordem de  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (Frank et al., 2002). A baixa medida de emissão pode ser explicada considerando que o plasma possui um menor volume ( $V$ ) ou uma menor densidade eletrônica ( $n_e$ ), conforme demonstrado pela relação  $EM = \int n_e dV$ . De fato, o estudo realizado por Itoh et al. (2006) a partir dos espectros de alta resolução do XMM-*Newton*, foi demonstrado que o plasma emissor de raios X em AE Aqr apresenta uma densidade eletrônica relativamente baixa, da ordem de  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , argumentando que o plasma não se encontra na coluna de acreção da anã branca, mas sim em sua magnetosfera. Em contra partida os resultados obtidos por Mauche (2009) através da espectroscopia de alta resolução Chandra mostraram que a densidade eletrônica do plasma emissor de raios X é alta, da ordem de  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , sustentando que a fonte de raios X tem alta densidade e está próxima da anã branca. A variação na densidade do plasma emissor de raios X em diferentes épocas de observação pode estar intimamente relacionada ao estado de acreção de AE Aqr. Durante a observação

realizada pelo XMM-*Newton* em 2001, a maior parte da emissão de raios X se dava predominantemente em sua magnetosfera, como será visto na Seção 5.4. No entanto, quando a fonte foi posteriormente observada pelo Chandra em 2009, é plausível que a emissão de raios X estivesse ocorrendo principalmente em sua coluna de acreção, bem mais densa.

Kitaguchi et al. (2014) defenderam a baixa densidade da coluna de acreção no sistema com base na baixa absorção de raios X suaves inferida por eles na análise conjunta do Swift e NuSTAR ( $N_H < 0,08 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ). No entanto, nossas análises utilizando modelos de absorção apropriados (como o modelo *pcfabs*) revelaram que tanto nas observações do XMM-*Newton* quanto nas do Swift+NuSTAR, a absorção intrínseca em AE Aqr é relativamente alta ( $N_{H;\text{pcfabs}} = (25 - 190) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ) em comparação com os valores encontrados em outras IPs ( $N_{H;\text{pcfabs}} \sim 9 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ; por exemplo, Bernardini et al., 2013; Coughenour et al., 2022). Portanto, o argumento de que a coluna de acreção em AE Aqr possui uma densidade relativamente baixa com base na fraca coluna de absorção dos raios X não se sustenta. Esses alto valores de absorção intrínseca sugerem firmemente a presença de uma absorção intrínseca significativa no sistema em estudo. Esta conclusão é corroborada pela notável discrepância entre os espectros observados e o modelo, conforme mostrado na Figura 5.1, que apresenta os espectros Swift+NuSTAR ajustados com o modelo M12<sub>v</sub>, no qual a contribuição da absorção do *pcfabs* foi anulada.

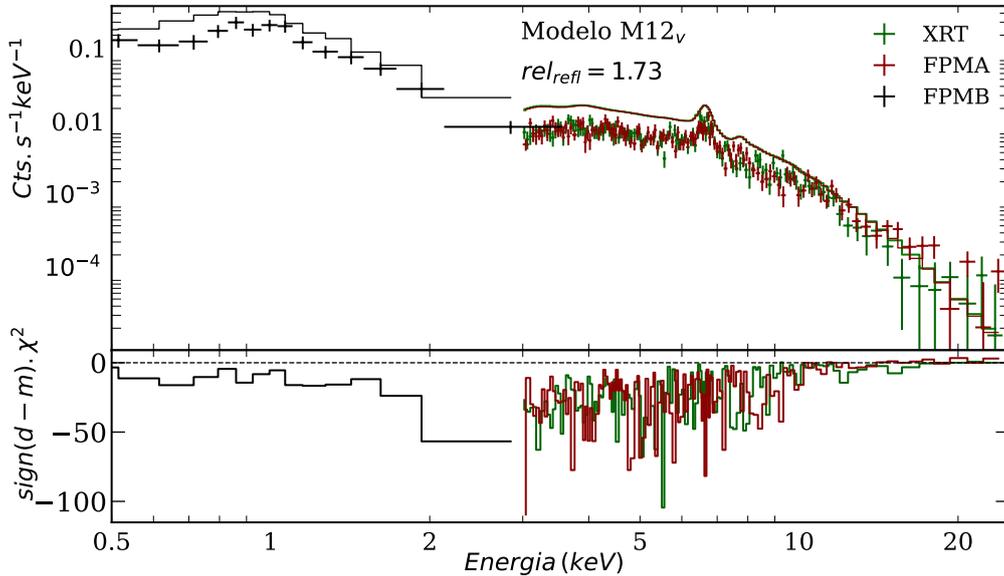


Figura 5.1 Espectros do Swift e NuSTAR, com XRT em preto, FPMA em vermelho e FPMB em verde. O ajuste espectral corresponde ao modelo M12<sub>v</sub>, no qual a contribuição da componente de absorção complexa foi excluída.

O mapa de extinção tridimensional de Lallement et al. (2014) mostra

uma baixa absorção interestelar na direção de AE Aqr, indicada pelo excesso de cor  $E(B - V) = 0,005 \text{ mag}$ . Essa quantidade pode ser convertida em densidade colunar de hidrogênio utilizando a relação empírica dada por  $N_H/E(B - V) = 8,3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$  (Liszt, 2013), resultando em um valor de  $N_H = 0,04 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . O valor inferido da coluna de absorção através do modelo *phabs* na Seção 4.2 a partir de diferentes modelos resultaram no equivalente a  $N_H \sim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  o que é ligeiramente maior do que o esperado devido ao meio interestelar. No entanto, nossos resultados são consistentes com os valores obtidos por Choi & Dotani (2006), Itoh et al. (2006) e Kitaguchi et al. (2014).

### 5.3 Hipótese de fluxo de resfriamento e reflexão dos raios X primários

Na Seção 4.2.3, avaliamos a hipótese de que parte da emissão em raios X duros em AE Aqr pode ser explicada pelo reprocessamento de raios X térmicos primários, produzidos por fenômenos de choque da matéria em acreção. Os resultados a partir dos espectros Swift+NuSTAR revelaram que a porcentagem de fótons explicados pela componente de reflexão é de aproximadamente 8%, com uma amplitude de reflexão de  $1,26_{-0,40}^{+0,46}$  quando considerado o modelo de emissão por fluxo de resfriamento modificado por reflexão e absorção intrínseca (modelo  $M9_m$ ,  $phabs \times pcfabs \times vmcflow \times reflect$ ). Para o modelo  $M11_m$ , que considera uma componente térmica adicional ao *vmcflow* (modelo descrito por  $phabs \times pcfabs \times [vapec + vmcflow \times reflect]$ ), essa porcentagem é de cerca de 7%, com uma amplitude de reflexão de  $1,93_{-1,12}^{+1,13}$ . Já para o modelo  $M12_m$ , que é semelhante ao  $M11_m$ , com a diferença de que a componente de absorção intrínseca atua somente sobre a componente de fluxo de resfriamento e de reflexão (modelo  $phabs \times [vapec + vmcflow \times reflect \times pcfabs]$ ), a porcentagem de fótons explicados é de aproximadamente 9,12%, com uma amplitude de reflexão de  $1,73_{-1,02}^{+0,75}$ . A amplitude de reflexão obtida com os modelos  $M9_m$ ,  $M11_m$  e  $M12_m$  foram de  $1,26_{-0,40}^{+0,46}$ ,  $1,93_{-1,12}^{+1,13}$  e  $1,73_{-1,02}^{+0,75}$ , respectivamente, se mostrando maiores do que os valores encontrados em trabalhos anteriores com outras polares intermediárias em que a amplitude de reflexão inferida foi menor que 1 (por exemplo, Lopes de Oliveira & Mukai, 2019; Luna et al., 2018; Mukai et al., 2015).

Esses resultados indicam que o reprocessamento de raios X térmicos tem uma contribuição importante para a emissão em raios X duros em AE Aqr. Por outro lado, essas porcentagens representadas pelo modelo de reflexão (*reflect*) são significativamente menores do que a contribuição da componente não-térmica para os

espectros Swift+NuSTAR, que foi de 46,75%. No entanto, tanto na em nossa análise quanto na análise feita por [Kitaguchi et al. \(2014\)](#) foi mostrado que a componente não-térmica pode ser substituída por um terceira componente térmica “quente” de temperatura de  $22,48_{-6,86}^{+11,54}$  keV ou uma quarta de temperatura de  $\sim 20$  keV.

Os ajustes utilizando os modelos de fluxo de resfriamento puro *mkeflow/vmcflo*w não foram capazes de descrever adequadamente os espectros do XMM-Newton e os espectros do Swift+NuSTAR. Conforme mencionado na Seção 4.2, a incapacidade de descrever os espectros com o modelo *mkeflow/vmcflo*w é esperada em condições onde as suposições por trás da construção do modelo são violadas, como um fluxo de resfriamento não-isobárico. Outra explicação é que a coluna de acreção em AE Aqr seja substancialmente alta ( $h_c \geq R_{AB}$ ), conforme observado por [Kitaguchi et al. \(2014\)](#). Isso explica os valores relativamente baixos de taxa de acreção, cerca de  $10^{-11} M_{\odot}/ano$ , luminosidade em raios X da ordem de  $10^{31} erg s^{-1}$  e temperatura em torno de 5 keV, em comparação com os valores normalmente observados em sistemas do tipo PI. Um terceira hipótese para explicar a discrepância entre os resultados dos modelos *mkeflow/vmcflo*w e as observações seria a presença de uma componente térmica adicional devido a acreção magnetosférica (emissão devido ao efeito *propeller*). O ajuste considerando essa ultima hipótese (modelo M12<sub>v</sub>) explicou tanto os espectros XMM-Newton quanto os espectros Swift e NuSTAR, levando em conta a reflexão e absorção intrínseca dos fótons de raios X primários. Portanto, a emissão em raios X de AE Aqr pode ser explicada pelo cenário de fluxo de resfriamento desde que se faça tais considerações.

## 5.4 Taxa de acreção de matéria e acreção magnetosférica

Como discutido na Seção 1.1.4, a razão entre os raios de corotação ( $r_c$ ) e magnetosférico ( $r_m$ ) tem influência sobre o modo como a matéria é capturada por um objeto compacto magnetizado e em rotação. Tal como idealizados,  $r_c$  (Eq. 1.18) depende da massa e do período de rotação da anã branca, enquanto  $r_m$  (Eq. 1.22) depende de sua massa e do momento magnético, expresso em função dos valores do campo magnético na superfície da estrela e de seu raio, e da taxa de acreção de matéria. A situação na qual  $r_m > r_c$  favorece o mecanismo referenciado na literatura como *propeller* e que pode resultar na dita acreção magnetosférica, enquanto na situação inversa a matéria em acreção se encontra em condições dinâmicas que favorecem a queda sobre o objeto compacto seguindo suas linhas de campo magnético. Nesta seção estimamos a razão  $r_c/r_m$  para as condições de AE Aqr e do que dela

resulta.

Adotando os valores de  $0,79 M_{\odot}$  (e.g., Casares et al., 1996) e 33 s (Patterson et al., 1980) para massa e período de rotação da anã branca em AE Aqr, respectivamente, temos que o raio de corrotação associado é  $1,42 \times 10^9 \text{ cm}$ . A partir de tal valor de massa, e considerando intensidade de campo magnético de  $10^6 G$  e raio da anã branca de  $6,5 \times 10^8 \text{ cm}$  (Ikhsanov, 2012), a situação limítrofe na qual  $r_c = r_m$  demanda taxa de acreção  $\dot{M}^{lim} = 3,77 \times 10^{-7} M_{\odot}/ano$  (Eq. 1.22).

A análise dos espectros XMM-Newton revelou que as taxas de acreção via componente de resfriamento adotada no modelo M12<sub>v</sub> foram de  $6,10_{-1,19}^{+1,30} \times 10^{-11} M_{\odot}/ano$  e  $7,00_{-0,82}^{+0,10} \times 10^{-11} M_{\odot}/ano$  para os estados de emissão baixa e alta, respectivamente (Seção 4.2). Seguindo as mesmas premissas, a taxa de acreção obtida na análise dos espectros Swift+NuSTAR foi de  $1,41_{-0,41}^{+0,57} \times 10^{-11} M_{\odot}/ano$ . Esses resultados demonstram que a taxa de acreção esperada sob a condição de equilíbrio ( $\dot{M}^{lim}$ ) excede em aproximadamente quatro ordens de grandeza os valores de taxa de acreção observados.

A Figura 5.2 apresenta em sua linha sólida preta o raio magnetosférico estimado para a anã branca de AE Aqr em função da taxa de acreção de matéria, resultante da aplicação da Eq. 1.22 às condições físicas assumidas. As linhas verticais em laranja, roxo, azul e vermelho indicam, respectivamente, os valores da taxa de acreção teórica para a condição de raio magnetosférico igual ao raio de corrotação, da taxa de acreção derivada dos espectros Swift+NuSTAR e das taxas de acreção medidas no estado de baixa e de alta emissão observados pelo XMM-Newton. As linhas horizontais na figura correspondem aos valores do raio magnetosférico associados aos valores citados de taxa de acreção. Observa-se que a estimativa do raio magnetosférico excede o raio de corrotação para todos os valores de taxas de acreção, sendo  $r_m \sim 18 \times r_c$  considerando a taxa de acreção derivada dos espectros Swift+NuSTAR, e  $r_m \sim 12 \times r_c$  para a taxa de acreção derivada dos espectros nos estados de baixa e de alta emissão observados com o XMM-Newton. Esse resultado indica obediência das condições necessárias para que ocorra emissão de raios X por acreção magnetosférica em AE Aqr, e assim adiciona novas peças a favor do cenário proposto na literatura de que há dois sítios ou alternância de sítios de produção de raios X em AE Aqr, sendo um localizado em regiões mais externas da magnetosfera e outro em coluna de acreção magnética nas proximidades da anã branca. De fato, emissão por coluna de acreção é uma realidade sustentada pela observação de pulsação com período de 33 s associada à rotação da anã branca em AE Aqr (ver, por exemplo, discussão em Oruru & Meintjes, 2012).

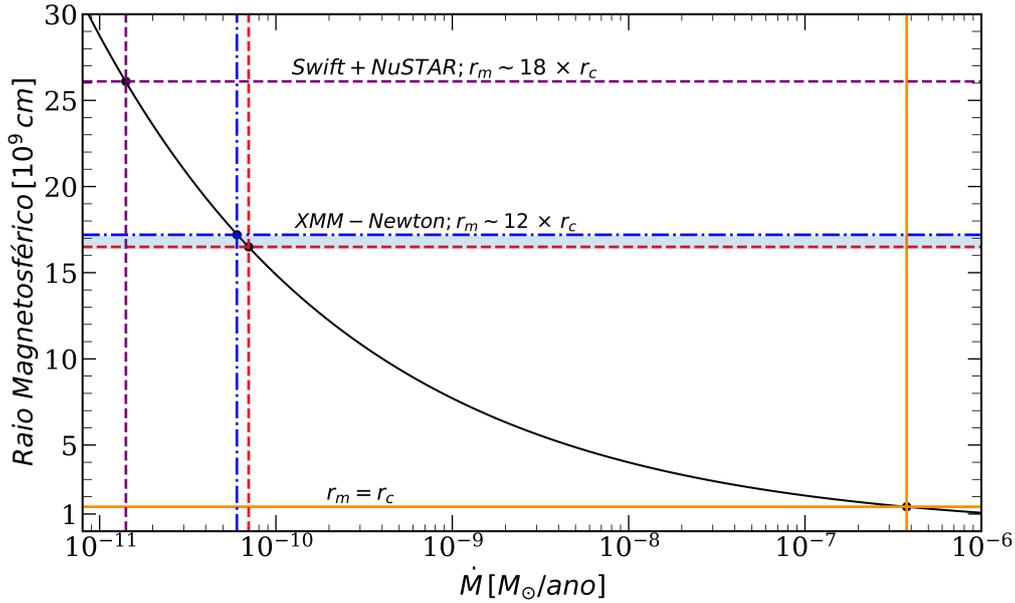


Figura 5.2 Raio magnetosférico em função da taxa de acreção. As linhas verticais indicam os valores das taxas de acreção teórica (em laranja), da taxa de acreção derivada dos espectros Swift+NuSTAR (em roxo), da taxa de acreção derivada dos espectros de baixa emissão (em azul) e de alta emissão (em vermelho) derivadas dos espectros XMM-Newton. As linhas horizontais mostram os valores que o raio magnetosférico assume para tais valores de taxa de acreção - vide texto.

## 5.5 Conclusões

Ao considerar os resultados obtidos neste estudo sobre AE Aqr, destacamos as seguintes conclusões:

(i) As análises das curvas de luz do XMM-Newton mostraram que o aumento de brilho observado é acompanhado por um aumento na emissão de raios X de maior energia. Já nas curvas de luz do Swift e NuSTAR, não foi observada variação significativa de “dureza” na emissão.

(ii) A análise dos espectros XMM-Newton revelou que o valor de temperatura da componente mais “fria”, derivada dos modelos de plasmas térmicos de quatro temperaturas (modelos M4<sub>v</sub> e M5<sub>v</sub>), não varia entre os estados de baixa e alta emissão em raios X ( $0,22 \pm 0,01$  keV e  $0,23 \pm 0,01$  keV, respectivamente). Isso indica que essa componente persiste na emissão em raios X e pode estar sendo produzida na base da coluna de acreção.

(iii) A luminosidade em raios X na faixa de 0,3 a 10 keV derivada dos espectros

XMM-*Newton* a partir do modelo baseado em fluxo de resfriamento ( $M12_v$ ) no estado de alta emissão ( $5,26 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ ) é estimada ser de duas a três vezes maior do que no estado de baixa emissão ( $2,55 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ ). Tal variação pode estar associada a mudança na taxa de acreção, embora os resultados sejam compatíveis entre si em um intervalo de confiança de  $1\sigma$  (de  $6,10_{-1,19}^{+1,30} \times 10^{-11} M_{\odot}/\text{ano}$  para  $7,00_{-0,82}^{+0,10} \times 10^{-11} M_{\odot}/\text{ano}$ ).

(iv) As análises dos espectros do XMM-*Newton* e Swift+NuSTAR indicaram que a temperatura da componente mais “quente” foi maior durante as observações do Swift+NuSTAR. Para as observações Swift+NuSTAR as temperaturas derivadas dos modelos  $M4_v$ ,  $M5_v$  e  $M12_v$  foram  $< 20 \text{ keV}$ ,  $7,30_{-0,90}^{+1,16} \text{ keV}$  e  $5,10_{-0,33}^{+0,35} \text{ keV}$ , enquanto os valores a partir do XMM-*Newton* foram  $4,77_{-0,04}^{+0,06} \text{ keV}$ ,  $2,46_{-0,13}^{+0,12} \text{ keV}$  e  $3,12_{-0,12}^{+0,16} \text{ keV}$ , respectivamente. Isso sugere uma possível mudança no local de acreção ou variação da taxa de acreção. Acompanhado a isso veio o fato da taxa de acreção derivada dos espectros Swift+NuSTAR, através do modelo  $M12_v$ , se mostrar menor do que a taxa de acreção obtida com espectros do XMM-*Newton*, sendo  $1,41_{-0,41}^{+0,57} \times 10^{-11} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $5,65_{-0,85}^{+1,39} \times 10^{-11} M_{\odot}/\text{ano}$ , respectivamente – tal que o aumento na temperatura não está diretamente relacionado a um aumento na taxa de acreção.

(v) A componente de reflexão dos raios X primários desempenha um papel importante na emissão de raios X em AE Aqr, podendo representar até 9,12% da emissão em raios X dos espectros Swift+NuSTAR. No entanto, com essa porcentagem explicada pela reflexão, seria natural esperar a detecção da linha de fluorescência de Ferro em 6,4 keV, o que não foi observado em nossa investigação – nem em trabalhos anteriores sobre este sistema.

(vi) Os valores inferidos para a amplitude de reflexão no sistema (superiores a 1) contrariam o que é proposto pelo modelo adotado (*reflect*), uma vez que significa que a superfície refletora é superior à região emissora observada. Tal resultado pode ser um indicativo de ocorrência de reflexão múltipla no sistema, com visão parcial da região emissora de raios X – que pode inclusive ser parcialmente obstruída por meio opticamente espesso.

(vii) Análise baseada nas taxas de acreção obtidas a partir deste trabalho sugerem que o raio magnetosférico é maior que o raio de corotação da anã branca em AE Aqr, o que favorece a ocorrência de acreção magnetosférica. Por outro lado, foi reportado na literatura detecção de pulsação por rotação da anã branca a partir das mesmas observações com XMM-*Newton* e NuSTAR utilizadas neste

trabalho (Choi & Dotani, 2006 e Kitaguchi et al., 2014), e que indica existência de coluna de acreção. Assim, os resultados apresentados reforçam a hipótese de que parte da emissão em raios X ocorre nas regiões externas da magnetosfera, enquanto outra se deve a uma parcela da matéria que ultrapassa a barreira magnetosférica e é guiada via coluna de acreção para a superfície da estrela primária.

(viii) A necessidade de uma componente térmica adicional ao *mkcflow* para descrever os espectros de AE Aqr sugere duas explicações possíveis. A primeira diz respeito a incapacidade do modelo de resfriamento de descrever situações nas quais as condições em que se baseia são violadas. Outra possível explicação é que de fato existe uma componente adicional à de resfriamento, e que pode estar associada a emissão produzida por acreção magnetosférica. Tal componente foi observada com temperatura de 0,74 keV e medida de emissão de aproximadamente  $10^{53} \text{ cm}^{-3}$ , como inferido tanto a partir dos espectros obtidos pelo XMM-*Newton* em 2001 quanto nos espectros Swift+NuSTAR em 2012. A medida de emissão está de acordo com o que foi apontado por Itoh et al. (2006), e assim consistente com uma situação de plasma emissor de raios X com baixa densidade e distribuído em um grande volume, como é esperado ser o caso na situação de acreção magnetosférica. Notadamente, a luminosidade em 0,3-10 keV desse plasma ( $3 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ ) contribui com apenas 10% da luminosidade total na mesma faixa de energia como inferido das observações XMM-*Newton* (ou  $2 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ , representando 12% do total a partir das observações Swift+NuSTAR). Neste cenário, o modelo de resfriamento explica a fração de matéria que ultrapassa a barreira magnetosférica e sofre choque a uma certa altura  $h_c$  em coluna magnética enquanto se resfria em direção a anã branca, com temperatura de choque da ordem de 3 keV, conforme derivado dos espectros XMM-*Newton*, ou aproximadamente 5 keV, conforme os espectros Swift+NuSTAR.

## 5.6 Perspectivas

Os resultados obtidos neste trabalho incitam sua continuação. É pretendido dar continuidade a investigação de AE Aqr com a revisitação de observações realizadas com o NuSTAR e com o Chandra que estão disponíveis em bancos de dados e que não foram incluídos neste trabalho, com eventual aquisição de novas observações em raios X com o XMM-*Newton* e com o NuSTAR, e com aplicação de simulação de Monte Carlo para explorar o cenário de acreção magnetosférica.

No que diz respeito às observações já realizadas com o NuSTAR (listadas na Tabela 3.1), ainda que tenham baixa razão sinal-ruído, a intenção é estimar a taxa de acreção em cada situação tendo em conta os modelos de espectroscopia em raios

X aplicados neste trabalho.

Pretendemos avançar na investigação da hipótese da descrição de *cooling-flow* para emissão em raios X de AE Aqr, revisitando espectroscopia Chandra de alta resolução disponível em seu banco de dados. A intenção é aplicar a esse espectro a metodologia desenvolvida por Luna et al. (2015), que fez avançar o modelo de *cooling-flow* na descrição de fluxos e razões de linhas espectrais, como meio de avaliar a consistência desse cenário.

No que diz respeito a novas campanhas observacionais, a expectativa é ter observações simultâneas realizadas com os observatórios XMM-Newton, incluindo espectroscopia em alta resolução, e NuSTAR. A cobertura em uma ampla faixa de energia de 0,3 - 30 keV, e com qualidade que supere a que é disponível com o uso do satélite Swift, se faz necessária para uma análise detalhada dos efeitos de absorção e de reflexão do sistema. Em especial, tal abordagem é importante, entre os meios disponíveis atualmente, para avançar na compreensão da origem da emissão em raios X duros relatadas por Terada et al. (2008) e Kitaguchi et al. (2014) – na dicotomia *térmica versus não-térmica*.

Por fim, uma linha de investigação a ser explorada parte da aplicação de simulação Monte Carlo para verificar de que modo flutuações dos valores de massa, raio e campo magnético da anã branca que foram adotados neste trabalho influenciam a ocorrência de acreção magnetosférica. A questão posta aqui é avaliar o quão próxima está a condição de equivalência entre os raios de corotação e magnetosférico associados à anã branca do sistema, e portanto o limiar entre acreção magnetosférica e direta sobre a estrela.

# Referências Bibliográficas

- Abada-Simon, M., Lecacheux, A., Bastian, T. S., Bookbinder, J. A., & Dulk, G. A. 1993, *Astrophys. J.*, 406, 692, doi: [10.1086/172479](https://doi.org/10.1086/172479)
- Aizu, K. 1973, *Progress of Theoretical Physics*, 49, 1184, doi: [10.1143/PTP.49.1184](https://doi.org/10.1143/PTP.49.1184)
- Aleksić, J., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., et al. 2014, *Astron. Astrophys.*, 568, A109, doi: [10.1051/0004-6361/201424072](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424072)
- Arnaud, K., Smith, R., & Siemiginowska, A. 2011, *Handbook of X-ray Astronomy*, Vol. 7 (Cambridge University Press)
- Arnaud, K. A. 1996, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 101, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes, 17
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47, 481, doi: [10.1146/annurev.astro.46.060407.145222](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.46.060407.145222)
- Bailer-Jones, C. A. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Demleitner, M., & Andrae, R. 2021, *Astronom. J.*, 161, 147, doi: [10.3847/1538-3881/abd806](https://doi.org/10.3847/1538-3881/abd806)
- Bambi, C. 2021, *Tutorial Guide to X-ray and Gamma-ray Astronomy: Data Reduction and Analysis* (Springer Nature Singapore). <https://books.google.com.br/books?id=H4pbzgeECAAJ>
- Bastian, T. S., Dulk, G. A., & Chanmugam, G. 1988, *Astrophys. J.*, 324, 431, doi: [10.1086/165906](https://doi.org/10.1086/165906)
- Bednarek, W., & Pabich, J. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 411, 1701, doi: [10.1111/j.1365-2966.2010.17800.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17800.x)
- Bernardini, F., de Martino, D., Mukai, K., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 435, 2822, doi: [10.1093/mnras/stt1434](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1434)

- Bernardini, F., de Martino, D., Falanga, M., et al. 2012, *A&A*, 542, A22, doi: [10.1051/0004-6361/201219233](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219233)
- Bondi, H., & Hoyle, F. 1944, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 104, 273, doi: [10.1093/mnras/104.5.273](https://doi.org/10.1093/mnras/104.5.273)
- Bookbinder, J. A., & Lamb, D. Q. 1987, *Astrophys. J. Lett.*, 323, L131, doi: [10.1086/185072](https://doi.org/10.1086/185072)
- Bruch, A. 1991, *Astron. Astrophys.*, 251, 59
- . 2000, *Astron. Astrophys.*, 359, 998
- Burrows, D. N., Hill, J., Nousek, J., et al. 2005, *Space science reviews*, 120, 165
- Capalbi, M., Perri, M., Saija, B., Tamburelli, F., & Angelini, L. 2005, *Version*, 1, 28
- Casares, J., Mouchet, M., Martinez-Pais, I. G., & Harlaftis, E. T. 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 282, 182, doi: [10.1093/mnras/282.1.182](https://doi.org/10.1093/mnras/282.1.182)
- Charles, P. A., & Seward, F. D. 1995, *Exploring the X-ray Universe* (CUP Archive)
- Choi, C.-S., & Dotani, T. 2006, *Astrophys. J.*, 646, 1149, doi: [10.1086/505069](https://doi.org/10.1086/505069)
- Choi, C.-S., Dotani, T., & Agrawal, P. C. 1999, *Astrophys. J.*, 525, 399, doi: [10.1086/307873](https://doi.org/10.1086/307873)
- Coughenour, B. M., Tomsick, J. A., Shaw, A. W., et al. 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 511, 4582
- Crawford, J. A., & Kraft, R. P. 1956, *Astrophys. J.*, 123, 44, doi: [10.1086/146128](https://doi.org/10.1086/146128)
- Cropper, M. 1990, *Space Sci. Rev.*, 54, 195, doi: [10.1007/BF00177799](https://doi.org/10.1007/BF00177799)
- Cropper, M., Ramsay, G., Hellier, C., et al. 2002, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 360, 1951, doi: [10.1098/rsta.2002.1046](https://doi.org/10.1098/rsta.2002.1046)
- de Jager, O. C., Meintjes, P. J., O'Donoghue, D., & Robinson, E. L. 1994, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 267, 577, doi: [10.1093/mnras/267.3.577](https://doi.org/10.1093/mnras/267.3.577)
- Done, C., & Magdziarz, P. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 298, 737, doi: [10.1046/j.1365-8711.1998.01636.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01636.x)

- Eggleton, P. P. 1983, *Astrophys. J.*, 268, 368, doi: [10.1086/160960](https://doi.org/10.1086/160960)
- Eracleous, M., Halpern, J., & Patterson, J. 1991, *Astrophys. J.*, 382, 290, doi: [10.1086/170716](https://doi.org/10.1086/170716)
- Eracleous, M., & Horne, K. 1996, *Astrophys. J.*, 471, 427, doi: [10.1086/177979](https://doi.org/10.1086/177979)
- Eracleous, M., Horne, K., Robinson, E. L., et al. 1994, *Astrophys. J.*, 433, 313, doi: [10.1086/174647](https://doi.org/10.1086/174647)
- Fabian, A. C., Pringle, J. E., & Rees, M. J. 1976, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 175, 43, doi: [10.1093/mnras/175.1.43](https://doi.org/10.1093/mnras/175.1.43)
- Frank, J., King, A., & Raine, D. J. 2002, *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*
- Frank, J., King, A. R., & Raine, D. J. 1985, *Accretion power in astrophysics*
- Ghosh, P., & Lamb, F. K. 1979, *Astrophys. J.*, 234, 296, doi: [10.1086/157498](https://doi.org/10.1086/157498)
- Godet, O., Beardmore, A., Abbey, A., et al. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 494, 775
- Hameury, J. M., King, A. R., & Lasota, J. P. 1986, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 218, 695, doi: [10.1093/mnras/218.4.695](https://doi.org/10.1093/mnras/218.4.695)
- Harrison, F. A., Craig, W. W., Christensen, F. E., et al. 2013, *Astrophys. J.*, 770, 103, doi: [10.1088/0004-637X/770/2/103](https://doi.org/10.1088/0004-637X/770/2/103)
- Hayashi, T. 2014, PhD thesis. Tokyo Metropolitan University, 155.
- Hellier, C. 2001, *Cataclysmic Variable Stars - How and Why They Vary*, Praxis Books in Astronomy and Space (Springer). <https://books.google.com.br/books?id=5I-yLZ3oYxIC>
- Henize, K. G. 1949, *Astronom. J.*, 54, 89, doi: [10.1086/106203](https://doi.org/10.1086/106203)
- Ikhsanov, N. R. & Beskrovnaya, N. G. 2012, *Astronomy Reports*, 56, 595, doi: [10.1134/S1063772912070025](https://doi.org/10.1134/S1063772912070025)
- Itoh, K., Okada, S., Ishida, M., & Kunieda, H. 2006, *Astrophys. J.*, 639, 397, doi: [10.1086/499152](https://doi.org/10.1086/499152)
- Joy, A. H. 1954, *Astrophys. J.*, 120, 377, doi: [10.1086/145928](https://doi.org/10.1086/145928)
- King, A. R., & Lasota, J. P. 1979, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 188, 653, doi: [10.1093/mnras/188.3.653](https://doi.org/10.1093/mnras/188.3.653)

- Kitaguchi, T., An, H., Beloborodov, A. M., et al. 2014, *Astrophys. J.*, 782, 3, doi: [10.1088/0004-637X/782/1/3](https://doi.org/10.1088/0004-637X/782/1/3)
- Knigge, C., Baraffe, I., & Patterson, J. 2011, VizieR Online Data Catalog, J/ApJS/194/28
- Lallement, R., Vergely, J. L., Valette, B., et al. 2014, *Astron. Astrophys.*, 561, A91, doi: [10.1051/0004-6361/201322032](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322032)
- Lamb, D. Q., & Masters, A. R. 1979, *Astrophys. J. Lett.*, 234, L117, doi: [10.1086/183121](https://doi.org/10.1086/183121)
- Landi, R., Bassani, L., Dean, A. J., et al. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 392, 630, doi: [10.1111/j.1365-2966.2008.14086.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.14086.x)
- Lenouvel, F., & Daguillon, J. 1954, *Annales d'Astrophysique*, 17, 416
- Li, J., Torres, D. F., Rea, N., et al. 2016, *Astrophys. J.*, 832, 35, doi: [10.3847/0004-637X/832/1/35](https://doi.org/10.3847/0004-637X/832/1/35)
- Liszt, H. 2013, *The Astrophysical Journal*, 780, 10, doi: [10.1088/0004-637X/780/1/10](https://doi.org/10.1088/0004-637X/780/1/10)
- Longair, M. S. 1992, *High energy astrophysics. Vol.1: Particles, photons and their detection*
- Lopes de Oliveira, R., & Mukai, K. 2019, *The Astrophysical Journal*, 881, 142
- Luna, G., Raymond, J., Brickhouse, N., Mauche, C., & Suleimanov, V. 2015, *Astronomy Astrophysics*, 578, doi: [10.1051/0004-6361/201525755](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525755)
- Luna, G. J. M., Mukai, K., Orio, M., & Zemko, P. 2018, *Astrophys. J. Lett.*, 852, L8, doi: [10.3847/2041-8213/aaa28f](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aaa28f)
- Mauche, C. W. 2009, *Astrophys. J.*, 706, 130, doi: [10.1088/0004-637X/706/1/130](https://doi.org/10.1088/0004-637X/706/1/130)
- McNamara, A. L., Kuncic, Z., Wu, K., Galloway, D. K., & Cullen, J. G. 2008, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 383, 962, doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.11838.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11838.x)
- Meintjes, P. J., de Jager, O. C., Raubenheimer, B. C., et al. 1994, *Astrophys. J.*, 434, 292, doi: [10.1086/174728](https://doi.org/10.1086/174728)
- Meintjes, P. J., Raubenheimer, B. C., de Jager, O. C., et al. 1992, *Astrophys. J.*, 401, 325, doi: [10.1086/172063](https://doi.org/10.1086/172063)

- Mukai, K. 2017, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 129, doi: [10.1088/1538-3873/aa6736](https://doi.org/10.1088/1538-3873/aa6736)
- Mukai, K. 2022, <https://asd.gsfc.nasa.gov/Koji.Mukai/iphome/catalog/llip.html>
- Mukai, K., Kinkhabwala, A., Peterson, J., Kahn, S., & Paerels, F. 2003, The Astrophysical Journal, 586, L77
- Mukai, K., Rana, V., Bernardini, F., & de Martino, D. 2015, The Astrophysical Journal, 807, L30, doi: [10.1088/2041-8205/807/2/130](https://doi.org/10.1088/2041-8205/807/2/130)
- Mushotzky, R. F., & Szymkowiak, A. E. 1988, in NATO Advanced Study Institute (ASI) Series C, Vol. 229, Cooling Flows in Clusters and Galaxies, ed. A. C. Fabian, 53, doi: [10.1007/978-94-009-2953-1\\_6](https://doi.org/10.1007/978-94-009-2953-1_6)
- NASA. 2006, url<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/cvs/cvstext.html>
- Norton, A. J., Wynn, G. A., & Somerscales, R. V. 2004, *Astrophys. J.*, 614, 349, doi: [10.1086/423333](https://doi.org/10.1086/423333)
- Oruru, B., & Meintjes, P. J. 2012, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 421, 1557, doi: [10.1111/j.1365-2966.2012.20410.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20410.x)
- Osborne, J. P., Clayton, K. L., O'Donoghue, D., et al. 1995, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 85, Magnetic Cataclysmic Variables, ed. D. A. H. Buckley & B. Warner, 368
- Paczyński, B. 1971, , 21, 417
- Page, K. L., & Shaw, A. W. 2022, arXiv, doi: [10.48550/ARXIV.2209.15262](https://doi.org/10.48550/ARXIV.2209.15262)
- Patterson, J. 1979, *Astrophys. J.*, 234, 978, doi: [10.1086/157582](https://doi.org/10.1086/157582)
- Patterson, J., Branch, D., Chincarini, G., & Robinson, E. L. 1980, *Astrophys. J. Lett.*, 240, L133, doi: [10.1086/183339](https://doi.org/10.1086/183339)
- Podsiadlowski, P., Rappaport, S., & Pfahl, E. D. 2002, The Astrophysical Journal, 565, 1107, doi: [10.1086/324686](https://doi.org/10.1086/324686)
- Pretorius, M. L., & Mukai, K. 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 442, 2580, doi: [10.1093/mnras/stu990](https://doi.org/10.1093/mnras/stu990)
- Reinsch, K., Beuermann, K., Hanusch, H., & Thomas, H. C. 1995, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 85, Magnetic Cataclysmic Variables, ed. D. A. H. Buckley & B. Warner, 115

- Ross, R. R., & Fabian, A. C. 1980, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 193, 1P, doi: [10.1093/mnras/193.1.1P](https://doi.org/10.1093/mnras/193.1.1P)
- Scaringi, S., Bird, A. J., Norton, A. J., et al. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 401, 2207, doi: [10.1111/j.1365-2966.2009.15826.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15826.x)
- Shao, Y., & Li, X.-D. 2012, *The Astrophysical Journal*, 756, 85, doi: [10.1088/0004-637X/756/1/85](https://doi.org/10.1088/0004-637X/756/1/85)
- Skidmore, W., O'Brien, K., Horne, K., et al. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 338, 1057, doi: [10.1046/j.1365-8711.2003.06173.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06173.x)
- Terada, Y., Hayashi, T., Ishida, M., et al. 2008, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 60, 387, doi: [10.1093/pasj/60.2.387](https://doi.org/10.1093/pasj/60.2.387)
- Thompson, A. M., & Cawthorne, T. V. 1987, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 224, 425, doi: [10.1093/mnras/224.2.425](https://doi.org/10.1093/mnras/224.2.425)
- van Teeseling, A., Heise, J., & Paerels, F. 1994, *Astronomy and Astrophysics* (ISSN 0004-6361), vol. 281, no. 1, p. 119-128, 281, 119
- Verbunt, F. 1982, *Space Science Reviews*, 32, 379, doi: [10.1007/BF00177448](https://doi.org/10.1007/BF00177448)
- Verner, D., Ferland, G. J., Korista, K., & Yakovlev, D. 1996, arXiv preprint [astro-ph/9601009](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9601009)
- Welsh, W. F., Horne, K., & Gomer, R. 1995, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 275, 649, doi: [10.1093/mnras/275.3.649](https://doi.org/10.1093/mnras/275.3.649)
- . 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 298, 285, doi: [10.1046/j.1365-8711.1998.01643.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01643.x)
- Welsh, W. F., Horne, K., & Oke, J. B. 1993, *Astrophys. J.*, 406, 229, doi: [10.1086/172434](https://doi.org/10.1086/172434)
- Wickramasinghe, D. 2014, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 64, *European Physical Journal Web of Conferences*, 03001, doi: [10.1051/epjconf/20136403001](https://doi.org/10.1051/epjconf/20136403001)
- Wynn, G. A., King, A. R., & Horne, K. 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 286, 436, doi: [10.1093/mnras/286.2.436](https://doi.org/10.1093/mnras/286.2.436)
- Wynn, G. A., King, A. R., & Horne, K. 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 286, 436, doi: [10.1093/mnras/286.2.436](https://doi.org/10.1093/mnras/286.2.436)
- Zinner, E. 1938, *Astronomische Nachrichten*, 265, 345, doi: [10.1002/asna.19382652204](https://doi.org/10.1002/asna.19382652204)