

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
INSTITUTO DE FÍSICA  
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMIA

Testando as Propriedades Físicas  
do Modelo Unificado de Galáxias  
de Núcleo Ativo\*

Testing the Physical Properties of the  
Unified Model for Active Galactic Nuclei

Anelise Audibert

Dissertação realizada sob orientação do Prof. Dr. Rogério Riffel e co-orientação da Dra. Dinalva Aires Sales apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física.

Porto Alegre, RS, Brasil

Junho de 2015

\* Trabalho financiado pelo CNPq

*For my part I know nothing with any certainty, but the sight of the stars makes me dream.*

Vincent Van Gogh

# Agradecimentos

Primeiramente, gostaria de agradecer à minha mãe que sempre apoiou as minhas escolhas e me deu suporte em todos os momentos. Serei terna e eternamente grata por tudo que já fizeste por mim e por me inspirar a sempre perseverar, tu és a minha inspiração. Também agradeço à minha avó pelo amor e carinho e pelo exemplo de mulher batalhadora.

Quero agradecer à minha grande família, por ser sempre tão acolhedora e animada.

Ao meu marido, agradeço por partilhar dos meus altos e baixos sempre me encorajando a seguir em frente e tomar passos maiores. O futuro nos aguarda!

Agradeço ao meu amigo e orientador pelas imensas discussões sobre o trabalho e por acreditar em mim. Este trabalho é fruto do incentivo e motivação que dedicaste ao longo dos anos. Muito obrigada pela compreensão e pelo companheirismo.

À minha co-orientadora, gostaria de agradecer pela atenção que dedicaste ao trabalho e por mostrar que sempre devemos ir à luta pelo que queremos.

Aos meus colegas de pós-graduação da Astronomia, quero deixar aqui o agradecimento pelas discussões fundamentais para o desenvolvimento do trabalho. Obrigada também pelas noites de diversão regadas à pizza e jogos de tabuleiro.

Finalmente, agradeço aos meus amigos, que ajudam a colorir a minha vida.

# Resumo

O trabalho tem como objetivo analisar os parâmetros físicos do toroide para uma amostra que compreende todos os dados públicos do IRS/*Spitzer* para galáxias Seyfert, no intervalo espectral do infravermelho médio (5.2-38  $\mu\text{m}$ ). Comparamos as distribuições espectrais de energia (SEDs), com  $\sim 10^6$  SEDs teóricas que consideram o toroide composto por nuvens de poeira através dos métodos de  $\chi^2_{red}$  e Bayes-CLUMPY. Os resultados são apresentados para os parâmetros do modelo CLUMPY: ângulo de inclinação relativo ao observador,  $i$ , número de nuvens no plano equatorial,  $N$ , profundidade óptica individual das nuvens,  $\tau_V$ , índice da lei de potência para a distribuição espacial das nuvens,  $q$ , largura angular do toroide,  $\sigma$  e extensão radial,  $Y$ , além de outros parâmetros relacionados com a geometria derivados dos modelos. Para todos os objetos estudados, parece haver uma diferença na distribuição de  $i$ , que requer maiores ângulos para Seyfert 2 (Sy 2,  $\bar{i} = 64^\circ$ ) e encontramos uma ampla distribuição de  $i$  para as galáxias Seyfert 1 (Sy 1,  $\bar{i} = 49^\circ$ ) da amostra, resultados que estão de acordo com o Modelo Unificado de AGNs. Nós encontramos pequenas diferenças no parâmetro  $\sigma$ , indicando que Sy 1 pode ter hospedar um toroide mais estreito que Sy 2, os valores típicos são  $\bar{\sigma}(\text{Sy 1})=37^\circ$  and  $\bar{\sigma}(\text{Sy 2})=44^\circ$ . O parâmetros  $N$  e  $q$  são praticamente os mesmos para ambos as classes e estes resultados implicam que a distribuição das nuvens no toroide é semelhante para objetos de tipo 1 e tipo 2. Entretanto, galáxias de tipo 2 requerem um maior número de nuvens ao longo da linha de visada do observador,  $N_{obs}$ , e, conseqüentemente, a extinção devida à profundidade óptica é maior nas Sy 2 do que nas Sy 1, uma vez que temos mais obscurecimento à medida que a linha de visada do observador se aproxima do equador. Para a massa do toroide encontramos para ambas as classes valores  $M_{tor} \sim 10^4 - 10^7 M_\odot$  e para seu tamanho físico derivamos que deve estar entre  $\sim 1 - 6 \text{ pc}$ , indicando um toroide bastante compacto, o que concorda com observações interferométricas. Finalmente, os resultados seguem a dependência de orientação sugerida pelos modelos de unificação, entretanto, algumas propriedades de obscurecimento das nuvens não são intrinsecamente as mesmas para ambos os tipos de atividade. A geometria toroidal e as propriedades das nuvens, juntamente com efeitos de orientação, podem ser cruciais para caracterizar as diferenças entre Sy 1 e Sy 2.

# Abstract

We aim to analyse the torus physical parameters of a sample comprising all *Spitzer/IRS* public data of Seyfert galaxies in the mid infrared spectral range (5.2-38  $\mu\text{m}$ ). We compare the spectral energy distributions (SEDs) with  $\sim 10^6$  theoretical SEDs which consider the torus arranged in a distribution of dusty clouds using the  $\chi^2_{red}$  and BayesCLUMPY approaches. We present the results for the CLUMPY model parameters: the observers viewing angle,  $i$ , the number of clouds in the torus equatorial plane,  $N$ , the clouds individual optical depth,  $\tau_V$ , the power law index for the spatial distribution of the clouds,  $q$ , the torus angular width,  $\sigma$  and the radial extension,  $Y$ , of the clumpy distribution, besides other geometry-related parameters derived from the models. For all the studied objects, it appears to have a difference in the distribution of  $i$ , requiring larger angles for Seyfert 2 (Sy 2,  $\bar{i}=64^\circ$ ) and a broad distribution for Seyfert 1 (Sy 1,  $\bar{i}=49^\circ$ ), in agreement with the Unified Model for AGN. We found small differences in the  $\sigma$  parameter, indicating that Sy 1 may host a narrower torus than Sy 2, which typical values of  $\bar{\sigma}(\text{Sy 1})=37^\circ$  and  $\bar{\sigma}(\text{Sy 2})=44^\circ$ . The parameters  $N$  and  $q$  are practically the same for both types and these results implying that the clouds distribution are nearly the same for type 1 and type 2 objects, however type 2 galaxies requires a larger number of clouds along the observer line of sight,  $N_{obs}$ , and consequently, the extinction due to optical depth is higher for Sy 2 than Sy 1, since we have more obscuration when the observer line of sight is closer to edge-on views. We found in both cases the torus masses in the range of  $M_{tor} \sim 10^4 - 10^7 M_\odot$  and the derived physical torus sizes ( $\sim 1 - 6 \text{ pc}$ ) indicates that the torus is very compact, in agreement with interferometric observations. Finally, the results follow the orientation dependency suggested by unification schemes, however, some properties concerning the clouds obscuration are not intrinsically the same for both types of activity. The torus geometry and clouds properties, along with orientation effects, may be crucial to characterize the differences between Sy 1 and Sy 2.

# Abreviaturas

- AGN: Núcleo ativo de galáxias (*Active Galactic Nuclei* ).
- BLR: Região de Linhas Largas (*Broad Line Region* ).
- $C_T$ : Fator de Preenchimento (*Covering Factor* ).
- FWHM: Largura à Meia Altura (*Full Width at Half Maximum* ).
- HST: Telescópio Espacial Hubble (*Hubble Space Telescope* ).
- IRS: Espectrógrafo no Infravermelho (*Infrared Spectrograph* ).
- LL: Fenda Longa de Baixa Resolução (*Long-Low* ).
- MIR: Infravermelho Médio (*Mid-Infrared* ).
- MU: Modelo Unificado de AGNs (*Unified Model for AGNs* ).
- NED: Base de Dados da NASA/IPAC (*NASA/IPAC Extragalactic Database* ).
- NLR: Região de Linhas Estreitas (*Narrow Line Region* ).
- SED: Distribuição Espectral de Energia (*Spectral Energy Distribution* ).
- SL: Fenda Curta de Baixa Resolução (*Short-Low* ).
- SMBH: Buraco Negro Supermassivo (*Supermassive Black Hole* ).
- UV: Ultravioleta (*Ultraviolet* ).
- VLTI: *Very Large Telescope Interferometer*

# Conteúdo

Conteúdo	VI
Lista de Figuras	VIII
Lista de Tabelas	1
<b>1 Introdução</b>	<b>2</b>
1.1 Núcleo Ativo de Galáxias . . . . .	2
1.2 Galáxias Seyfert . . . . .	4
1.3 Modelo Unificado de AGNs . . . . .	6
1.4 A Estrutura Toroidal . . . . .	10
1.5 Motivação e Objetivos . . . . .	11
<b>2 Os Dados</b>	<b>13</b>
2.1 Redução de Dados . . . . .	13
2.1.1 Observações em <i>Mapping Mode</i> . . . . .	14
2.1.2 Observações em <i>Staring Mode</i> . . . . .	15
2.2 Caracterização da Amostra . . . . .	15
<b>3 Metodologia</b>	<b>20</b>
3.1 A Contribuição da Galáxia Hospedeira . . . . .	20
3.1.1 PAHFIT . . . . .	21
3.1.2 Remoção dos PAH . . . . .	22
3.2 Descrição dos Modelos de Nuvens para o Toroide . . . . .	26
3.2.1 Modelos CLUMPY . . . . .	28
3.3 Procedimentos . . . . .	32
3.3.1 Teste de $\chi_{red}^2$ . . . . .	32
3.3.2 BayesClumpy . . . . .	32

---

<b>4</b>	<b>Resultados e Discussão</b>	<b>34</b>
4.1	Ajustes dos Modelos CLUMPY . . . . .	34
4.2	Análise dos Histogramas de Frequência . . . . .	38
4.3	Análise dos Parâmetros Indiretos . . . . .	43
4.3.1	Parâmetros de Caracterização . . . . .	43
4.3.2	Probabilidade do AGN . . . . .	45
4.3.3	Fator de Preenchimento . . . . .	47
4.3.4	Luminosidade Bolométrica do AGN e Dimensões do Toroide . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Considerações Finais</b>	<b>52</b>
<b>A</b>	<b>Conversões de Unidades</b>	<b>55</b>
A.1	Conversão das Extrações dos Espectros das Imagens do IRSSpitzer para Unidades de Fluxo em Jy . . . . .	55
A.2	Conversão de $F_\nu$ para Unidades de $F_\lambda$ . . . . .	56
<b>B</b>	<b>Ajustes</b>	<b>57</b>
<b>C</b>	<b>Resultados Individuais dos Parâmetros</b>	<b>65</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>74</b>



# Lista de Figuras

1.1	Espectro de um AGN em comparação ao espectro de uma galáxia elíptica. . . . .	3
1.2	Imagens em três tempos de exposição da galáxia NGC 4151. . . . .	6
1.3	Comparação das linhas de emissão em Sy 1 e Sy 2. . . . .	7
1.4	Esquemática do Modelo Unificado de AGNs. . . . .	9
2.1	Características da amostra . . . . .	16
3.1	Decomposição espectral do PAHFIT para NGC 1194. . . . .	23
3.2	Exemplo da contribuição dos PAHs para NGC 1385, NGC 1275 e NGC 7172. . . . .	25
3.3	Comparação dos espectros do IRS com espectros de alta resolução do T-ReCS e Michelle. . . . .	27
3.4	Distribuição da estrutura toroidal do modelo de <i>clumpiness</i> . . . . .	28
4.1	Exemplos dos Ajustes Individuais. . . . .	35
4.2	Distribuição dos valores de $\chi_{red}^2$ . . . . .	36
4.3	Histogramas de Frequência para os Parâmetros Diretos. . . . .	39
4.4	Modelo CLUMPY Médio e Esquemática do Toroide. . . . .	42
4.5	Histogramas de Frequência para os Parâmetros Indiretos. . . . .	44
4.6	Probabilidade de escape em função de $\beta$ e $\sigma$ . . . . .	46
4.7	Curvas de $C_T$ no plano $N$ - $\sigma$ . . . . .	48
4.8	Distribuição de Luminosidade, $R_d$ e $R_o$ . . . . .	51

# Lista de Tabelas

2.1	Propriedades da Amostra . . . . .	17
3.1	Grade de Parâmetros adotados nos modelos . . . . .	32
4.1	Parâmetros médios do toroide para as classes Seyfert 1 e Seyfert 2 . . .	37
4.2	Resultados obtidos para variações de 5%, 10%, 15%, 20%, 30% e 70% do $\chi_{red}^2$ . . . . .	37
C.1	Resultados Individuais do $\chi_{red}^2$ . . . . .	66
C.2	Resultados Individuais do BayesCLUMPY . . . . .	70

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Núcleo Ativo de Galáxias

Os Núcleos ativos de galáxias (AGNs, do inglês *Active Galactic Nuclei*) são considerados os objetos mais energéticos do Universo. Estes são encontrados em regiões compactas no centro de galáxias e sua luminosidade é  $L \gtrsim 10^{10} L_{\odot}$  (Peterson, 1997, Beckmann & Shrader, 2012). Uma das principais características observadas nessa classe de objetos é a forma e extensão do contínuo definida pela distribuição espectral de energia (SED, do inglês *Spectral Energy Distribution*) é bastante distinta do contínuo de uma galáxia normal. A SED de uma galáxia normal é caracterizada pelo contínuo estelar integrado de estrelas cujas temperaturas superficiais variam entre  $3000 \leq T \leq 40000$  K. Sendo assim, em geral sua SED é o resultado da superposição dos espectros estelares descritos pela lei de Planck e estende-se em uma estreita faixa de energia, de  $\sim 4000$ - $20000$  Å. Por outro lado, as SEDs de galáxias que hospedam AGNs apresentam uma contribuição muito maior em comprimentos de onda mais azuis e podem abranger todo o intervalo espectral, desde comprimentos de onda de rádio até raios gama. Podemos ver na Figura 1.1 um comparativo entre a distribuição de energias de um AGN e de uma galáxia normal.

A luminosidade dos AGNs pode atingir valores de 10 ordens de grandeza maiores do que a luminosidade típica de galáxias normais, portanto, os fenômenos físicos ocorrentes na região nuclear não podem ser explicados como sendo provenientes apenas de processos térmicos, ou seja, ocorrentes dos interiores estelares. Atualmente, acredita-se que essa intensa emissão de energia nos centros de galáxias ativas seja de origem gravitacional, gerada a partir da acreção de matéria por um buraco negro supermassivo (SMBH, do inglês *supermassive black hole*, Antonucci & Miller, 1985,

Salpeter, 1964) através de um disco de acreção. De fato, o contínuo dos AGNs é dominado por emissão não-térmica e comporta-se como uma lei de potência do tipo  $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$  na região espectral entre  $\sim 1$  e  $2500 \text{ \AA}$ , com índice  $\langle \alpha \rangle = 0.5$  (Ho, 2008). O excesso de emissão no azul e ultravioleta (UV) além do contínuo devido a lei de potência, conhecido como *big blue bump*, pode ser interpretado como uma evidência observacional do disco de acreção (Shields, 1978, Malkan & Sargent, 1982).

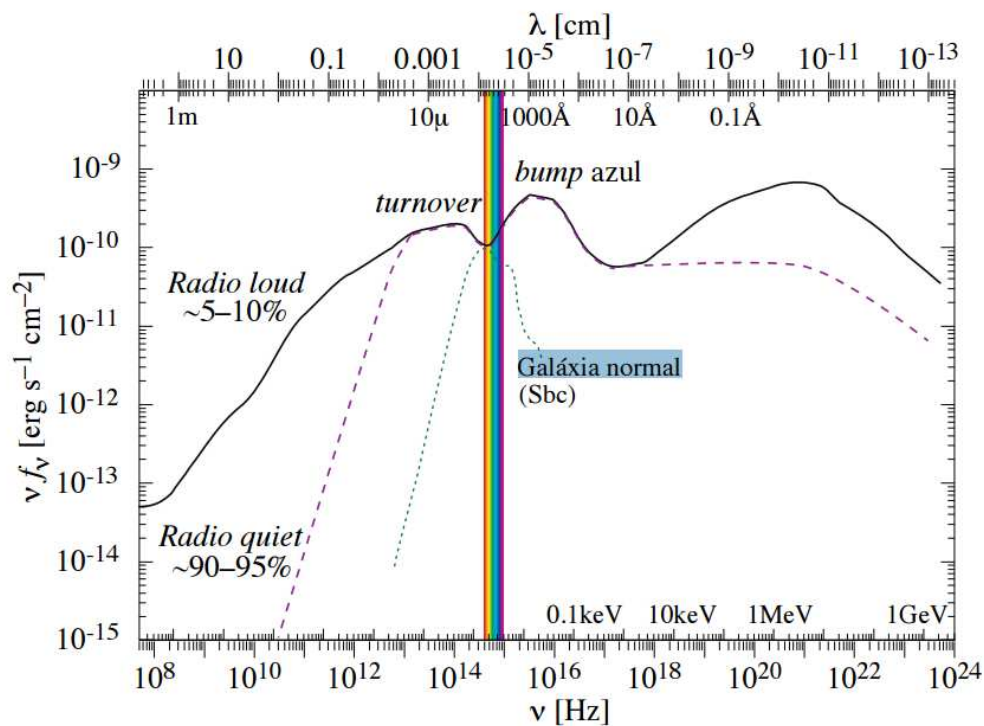


Figura 1.1: A emissão do contínuo de um AGN pode ser observada em toda a faixa espectral do espectro eletromagnético, enquanto o espectro da galáxia normal de tipo Sbc (linha pontilhada) concentra-se numa curta faixa de frequências. A linha tracejada representa a emissão de objetos *radio-quiet* e a linha sólida representa o contínuo de AGNs que apresentam intensa emissão em rádio, os *radio-loud* (Figura retirada das notas de aula no endereço <http://www.astro.iag.usp.br/gastao/Extragal.html>)

Devido aos avanços em instrumentação desde que estes objetos foram descobertos em 1943 por Carl Seyfert e posteriormente atribuídos como AGNs, ao longo dos anos foram observados uma ampla variedade de classes de AGNs, cada uma apresentando suas particularidades. As principais características são listadas abaixo (Peterson, 1997, Kitchin, 2007, Beckmann & Shrader, 2012):

- Aparência estelar do núcleo quando comparado com a galáxia hospedeira. Os AGNs podem chegar a emitir até  $L \sim 10^{15} L_\odot$ , o que em alguns casos pode

equivaler cerca de 100 vezes a radiação da galáxia hospedeira inteira;

- Uma das mais notáveis características que foi primeiramente observada em AGNs no óptico é a presença de linhas de emissão intensas e altamente alargadas. As linhas de emissão podem apresentar larguras à meia altura (FWHM, do inglês *Full Width at Half Maximum*) de até  $\sim 10000 \text{ km s}^{-1}$ ;
- Variabilidade no contínuo e nas linhas de emissão, observadas em todo o intervalo espectral da SED. As escalas de tempo de variabilidade em geral são da ordem de meses ou anos, porém em alguns AGNs mais luminosos podem apresentar variações de dias ou até mesmo minutos em comprimentos de onda menores (raios-X e raios gama);
- Podem apresentar ejeção de material com altas velocidades em forma de jatos que se estendem desde  $10^{-5} \text{ pc}$  até cerca de  $100 \text{ Kpc}$ ;

Devido às diferenças apresentadas em galáxias ativas, tais como luminosidade, propriedades espectrais, variabilidade e contraste de brilho entre o núcleo e a galáxia hospedeira, podemos classificá-las primeiramente em duas classes principais de objetos: objetos que possuem intensa emissão em comprimentos de onda do rádio, os *radio-loud*, e objetos que possuem emissão mais tênue neste intervalo, denominados *radio-quiet*. Dentre as galáxias *radio-loud* se encontram os quasares, galáxias rádio da classificação de Fanaroff-Riley, FRI e FRII, e blasares (BL-Lacs e FSRQs - *Flat Spectrum Radio Quasars*). Galáxias *Seyfert*, ULIRGS (*Ultra Luminous Infrared Galaxies*) e LINERs (*Low-Ionization Nuclear Emission-line Region galaxies*) são classificadas como *radio-quiet*. Dentre as diferentes classes de AGNs, nosso trabalho tem como objeto de estudo as galáxias Seyfert e resumiremos suas principais características na seção seguinte.

## 1.2 Galáxias Seyfert

As galáxias Seyferts são a classe de AGN mais comumente observadas no Universo Local. O primeiro AGN foi observado por Fath em 1908 durante seu estudo de espectros de regiões nucleares de algumas das até então chamadas “nebulosas espirais” no Observatório de Lick. Fath (1908) encontrou em NGC 1068 seis intensas linhas de emissão, ao contrário do observado na maioria das outras nebulosas, que apresentavam linhas de absorção devido às estrelas presentes na região central. Uma

dessas linhas de emissão era  $H\beta$ , presente nas nebulosas gasosas, como por exemplo, regiões H II e nebulosas planetárias. As outras cinco linhas estão associadas a transições proibidas e são:  $[O II]\lambda 3727$ ,  $[Ne III]\lambda 3869$  e  $[O III]\lambda 4363, 4959, 5007$ .

Anos mais tarde, em 1943, Carl K. Seyfert foi o primeiro a observar que diversas galáxias apresentavam características similares e poderiam formar uma classe distinta de objetos. Esta fração de galáxias, incluindo NGC 1068, era caracterizada por apresentar alto brilho superficial na região central e seus espectros revelaram intensas linhas de emissão altamente ionizadas, sendo estas mais alargadas que as linhas de absorção presentes em galáxias normais (Seyfert, 1943). Galáxias que apresentam componentes de emissão com altos índices de ionização provenientes do núcleo de aparência estelar definem os objetos que hoje denominamos **Galáxias Seyfert**.

São uma das classes de objetos mais estudados entre os AGNs e caracterizados pelo grande contraste de brilho entre o núcleo e a galáxia hospedeira, conforme pode ser visto na Figura 1.2 para diferentes tempos de exposição da galáxia NGC 4151. Em geral, porém não unicamente, são encontradas em galáxias de tipo morfológico espiral. Entretanto, são uma pequena parcela, quando comparadas com galáxias normais (representam cerca de  $\sim 5\%$  das espirais conhecidas, Ryden et al., 2010). Assim como em outras classes de AGNs, as galáxias *Seyfert* apresentam variabilidade temporal no contínuo e nas linhas de emissão em praticamente toda região do espectro. As escalas de tempo variam entre meses e anos, e observa-se que a amplitude da variabilidade aumenta conforme observamos regiões do espectro com menores comprimentos de onda. A amplitude da variabilidade pode variar entre 0.2 a 1 magnitudes (Unsoeld & Baschek, 2001), porém, diferentemente de AGNs luminosos, não é comum observar variações de curta escala de tempo na faixa de raios-X.

Ao analisarem os espectros de uma amostra de galáxias *Seyfert* na região do óptico, Khachikian & Weedman (1974) perceberam que estes objetos poderiam ser subdivididos em dois tipos distintos devido às diferenças na largura das linhas de emissão do espectro. Essa classificação no óptico baseia-se na largura relativa entre as linhas de hidrogênio da série de Balmer e as linhas de emissão proibidas e é definida da seguinte maneira:

- **Galáxias Seyfert 1 (Sy 1):** Apresentam tanto a componente larga quanto a estreita em suas linhas de emissão. A componente larga é associada às linhas de Balmer, principalmente  $H\alpha$ ,  $H\beta$  e  $H\gamma$ . As larguras das linhas de emissão dessas linhas são da ordem de  $1-5 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$  e podem chegar a valores de  $\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$ . Já a componente estreita está associada às linhas proibidas,

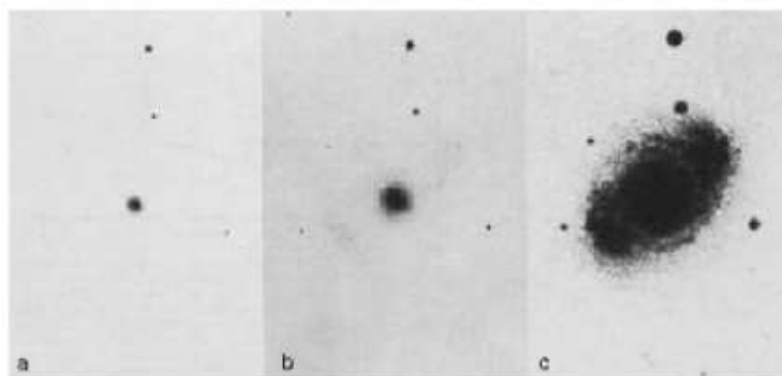


Figura 1.2: Três imagens com diferentes tempos de exposição da galáxia Seyfert NGC 4151. Na imagem à esquerda, com menor tempo de exposição, o núcleo aparenta ser uma fonte pontual. (*Figura retirada do livro *Extragalactic Astronomy and Cosmology*, Peter Schneider.*)

como por exemplo [O II], [O III], [N II], [Ne III] e [Ne IV], e possuem larguras típicas de  $\text{FWHM} \sim 500 \text{ km s}^{-1}$ .

- **Galáxias Seyfert 2 (Sy 2):** As linhas de Balmer e linhas proibidas apresentam a mesma largura, portanto os espectros somente apresentam a componente estreita<sup>1</sup> e possuem larguras de aproximadamente  $\text{FWHM} \sim 500 \text{ km s}^{-1}$ .

Na Figura 1.3 ilustramos um exemplo da diferença entre as linhas de emissão observadas em *Seyfert* de tipo 1 e de tipo 2. Como podemos ver, ambas classes apresentam linhas estreitas proibidas em seus espectros, porém as linhas de  $\text{H}\alpha$ ,  $\text{H}\beta$  e  $\text{H}\gamma$  são alargadas somente em Sy 1. Existem ainda classificações intermediárias entre Sy 1 e Sy 2, e estão relacionadas com a largura relativa da linha de  $\text{H}\beta$ . Por exemplo, as Sy 1.2 apresentam linhas de Balmer alargadas, porém a largura de  $\text{H}\beta$  é ligeiramente menor. Já nas Sy 1.9, a largura de  $\text{H}\beta$  é comparável às linhas proibidas e só apresentam  $\text{H}\alpha$  alargada. Entretanto, neste trabalho utilizaremos apenas a classificação original proposta por Khachikian & Weedman (1974), onde adotamos Sy 1.2 e Sy 1.5 como Sy 1 e Sy 1.8 e Sy 1.9 como Sy 2, seguindo Wu et al. (2009).

### 1.3 Modelo Unificado de AGNs

Como já mencionado anteriormente, a radiação proveniente da região nuclear de galáxias ativas envolve processos físicos muito mais energéticos do que os encontrados

<sup>1</sup>É importante ressaltar que a largura da componente estreita em AGNs é maior do que as larguras encontradas nas linhas de emissão de galáxias normais ( $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ ).

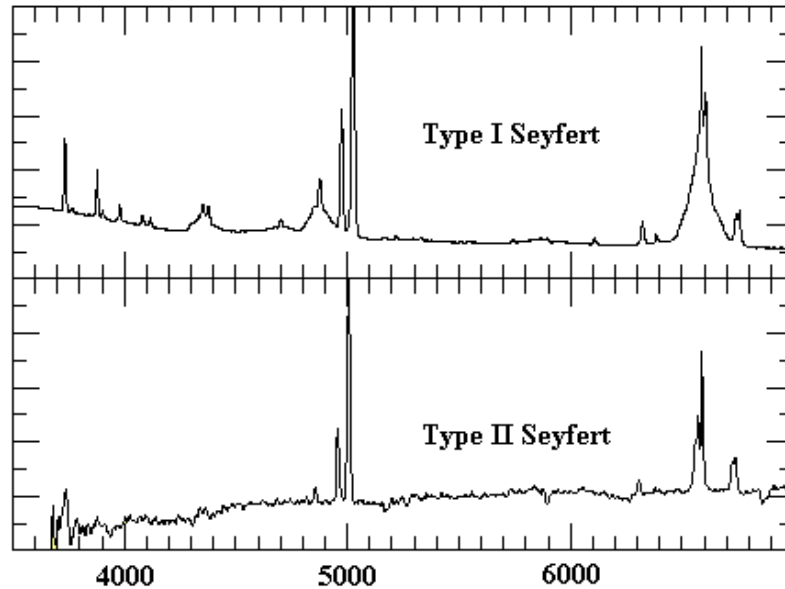


Figura 1.3: Representação da intensidade em função do comprimento de onda em  $\text{\AA}$  para galáxias típicas Sy1 e Sy2. As linhas de  $H\alpha$   $\lambda 6563$ ,  $H\beta$   $\lambda 4861$  e  $H\gamma$   $\lambda 4341$  são observadas bastante alargadas em Sy1, enquanto que em Sy2 elas possuem larguras comparáveis às linhas proibidas. *Figura retirada de <http://www.uni.edu/morgans/astro/course/Notes/section3/new13.html>.*

em galáxias normais. Woltjer (1959) foi o primeiro a notar a natureza dos AGNs. Para tanto, ele supôs que a matéria constituinte do núcleo estava em interação gravitacional e deveria estar distribuída em  $\sim 100$  pc centrais, pois o núcleo não é resolvido espacialmente. Assim, Woltjer conseguiu estimar a massa no núcleo em  $M \gtrsim 10^9 M_{\odot}$ , assumindo para aquela região a validade do Teorema do Virial aplicado a sistemas gravitacionais e usando as medidas de dispersão de velocidades detectadas nas componentes largas das linhas de emissão das galáxias *Seyfert* ( $\sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$ ). Somente alguns anos mais tarde foi proposta a teoria de buracos negros no cenário evolutivo de estrelas, que deu suporte à ideia de SMBH serem os objetos altamente energéticos no centro de AGNs, deixando de lado o conceito de uma hiperestrela que até então se acreditava ser a fonte de tamanha energia.

Tendo em vista que as diversas classes de AGNs compartilham várias características, propôs-se que a fonte de energia desses objetos fosse intrinsecamente a mesma. O Modelo Unificado de AGNs (MU) sugerido por Antonucci e Miller em 1985 sugere que a radiação da fonte central é proveniente da acreção de matéria por um SMBH de massa  $M \gtrsim 10^8 M_{\odot}$ . O MU ainda propõe que o SMBH e a região em torno do disco de acreção, conhecida como região de linhas largas (BLR, do



inglês *Broad Line Region*), estão envoltos por um toroide de poeira e que as classes de AGNs são resultado da visualização da estrutura toroidal por diferentes ângulos de visada, ou seja, intrinsecamente Sy 1 e Sy 2 são o mesmo tipo de objeto e suas diferenças são puramente efeitos de orientação.

Segundo a proposta de MU descrita em Antonucci (1993), as linhas de emissão alargadas presentes nos espectros dos AGNs seriam produzidas na BLR por nuvens de gás de alta densidade ( $n_e \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) cujas temperaturas podem chegar até 20000 K. Essas nuvens extremamente quentes e densas seriam responsáveis por dispersões de velocidades da ordem  $1-10 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$  e estariam distribuídas em uma região não resolvida ( $r < 1 \text{ pc}$ ) em volta do disco de acreção. Por outro lado, as linhas de emissão estreitas seriam geradas na chamada região de linhas estreitas (NLR, do inglês *Narrow Line Region*) de densidades  $n_e \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$  e responsáveis tanto pela emissão de linhas proibidas como permitidas, cujas larguras são em torno de  $200-1000 \text{ km s}^{-1}$ . Diferentemente da compacta BLR, a NLR se estende por uma região muito maior, de algumas dezenas de pc até  $\sim 1 \text{ Kpc}$ , revelando uma simetria axial em ambas as direções polares. A classificação dos AGNs pelo MU pode se resumir em duas amplas classes de objeto (excluindo os blazares):

- **Tipo 1:** quando vistos em ângulos próximos ao eixo polar, *face-on*, visualizamos diretamente a região central (BLR) e também a NLR, o que assinala um AGN de tipo 1.
- **Tipo 2:** se observamos a estrutura toroidal em ângulos de visada próximos ao plano equatorial do toroide, *edge-on*, a BLR está obscurecida pelo toroide e vemos apenas a NLR, o que classifica esses objetos como AGNs de tipo 2.

Na Figura 1.4 encontra-se uma representação esquemática do MU para o caso de galáxias *Seyfert*. A primeira evidência observacional da existência de uma estrutura toroidal foi confirmada através de observações espectropolarimétricas da galáxia Sy 2 NGC 1068 por Antonucci & Miller (1985), que revelaram linhas de emissão largas ocultas, características de galáxias Sy 1, através da reflexão causada pelo material obscurecedor. O mesmo indicativo da existência da BLR também foi observado no espectro de emissão polarizada em diversos outros AGNs de Tipo 2 (Tran et al., 1992, Tran, 1995). O fato de Sy 2 serem menos luminosas que Sy 1 no UV e em raios-X também pode ser explicado pela presença de um toroide de poeira, pois os grãos de poeira absorvem essa radiação e a re-emitem no infravermelho (motivo pelo qual observa-se um excesso na região do IR em galáxias Sy 2). Outro fator contribuinte para o MU é a evidência de diversas nuvens em uma distribuição bi-cônica da NLR da

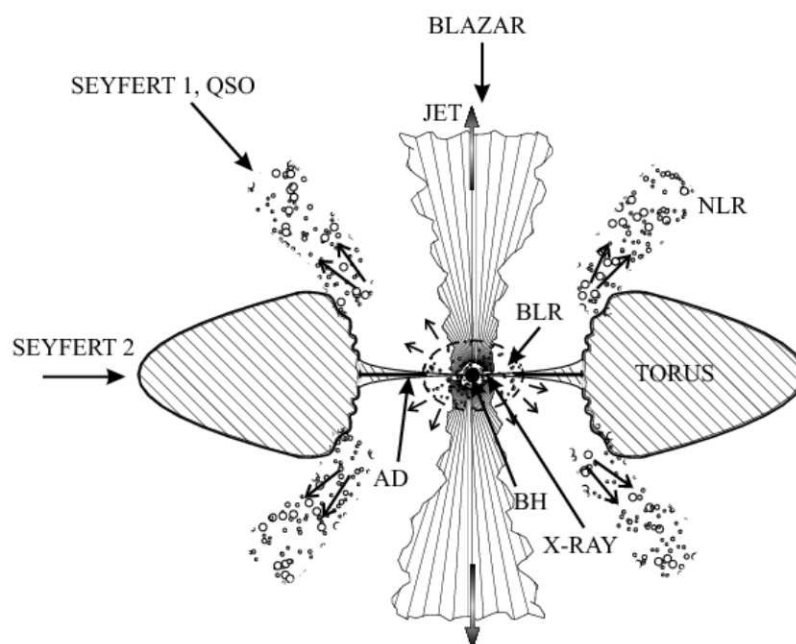


Figura 1.4: O disco de acreção e a BLR são envolvidos por um denso toroide de poeira que obscurece a região central quando observados em uma linha de visada próxima ao plano equatorial, caracterizando uma Sy 2. Em objetos de tipo 1 (Sy 1 e um QSO - *Quasi Stellar Object*) visualizamos ambas BLR e NLR. O modelo ainda propõe que se o observador se encontrar na direção dos jatos, observaremos então um blazar. *Figura retirada de Jovanović & Popović (2009).*

galáxia NGC 4151 em imagens de alta resolução do HST (*Hubble Space Telescope*), revelando que a NLR se estende até  $\sim 63$  pc para este objeto (Kaiser et al., 2000). A presença de uma geometria toroidal também explica a presença de cones de ionização (Pogge, 1988, Storchi-Bergmann et al., 1992, Storchi-Bergmann & Bonatto, 1991) e as altas densidades colunares de hidrogênio observadas em raios-X em AGNs de Tipo 2 ( $N_H \sim 10^{22}-10^{25} \text{ cm}^{-2}$ , Shi et al., 2006).

## 1.4 A Estrutura Toroidal

Esta estrutura de poeira proposta pelo MU absorve a energia proveniente do AGN e a reprocessa em comprimentos de onda do infravermelho, fornecendo um comportamento singular neste intervalo espectral. Em particular, a assinatura de silicato em  $9.7\mu\text{m}$  no infravermelho médio (MIR - do inglês *mid infrared*) é frequentemente encontrada em absorção em Sy 2 e espera-se observá-la em emissão em Sy 1. Entretanto, na maioria dos objetos de tipo 1 essa assinatura é fraca ou até mesmo ausente, como mostrado no trabalho de Hao et al. (2007). Além disso, Mason et al. (2006) detectou o silicato em  $9.7\mu\text{m}$  em emissão para NGC 2110, uma galáxia de tipo 2. Consequentemente, o intervalo espectral do MIR possui características fundamentais para estudar o toroide requerido pelo MU. Os avanços em instrumentação tais como ALMA e VLTI (*Very Large Telescope Interferometer*) permitirão resolver a região central de AGNs próximos em escalas de alguns parsecs, porém até o presente momento os trabalhos de Jaffe et al. (2004) para NGC 1068 e de Tristram et al. (2007) para a galáxia Circinus, conseguiram resolver a estrutura obscurecedora através de observações interferométricas no MIR. Sendo assim, a melhor maneira de acessar os processos físicos ocorrentes no toroide é através do entendimento dos mecanismos de reprocessamento da radiação, responsáveis pelo comportamento singular das SEDs no MIR.

Diversos trabalhos vem explorando a distribuição da matéria no toroide desde a proposta do MU por Antonucci & Miller (1985), fazendo uso de diferentes métodos computacionais para a resolução da equação de transporte radiativo para o meio toroidal. Krolik & Begelman (1988) propuseram que o toroide fosse constituído por várias nuvens de poeira opticamente espessas, desse modo os grãos de poeira não seriam destruídos pela alta luminosidade do AGN. Esta distribuição da matéria em nuvens também soluciona o problema de estabilidade hidrodinâmica enfrentado em distribuições uniformes. Porém devido a dificuldades computacionais em modelar um meio com nuvens, os primeiros trabalhos exploraram uma distribuição

uniforme da poeira no toroide. Pier & Krolik (1992) sugeriram um modelo para emissão da poeira em uma estrutura toroidal em forma de anel com densidade uniforme. Outros trabalhos também utilizam distribuições de densidade semelhantes, modificando o perfil e formato do toroide (Granato & Danese, 1994a, Efstathiou & Rowan-Robinson, 1995, Dullemond & van Bemmell, 2005, Fritz et al., 2006). Recentemente, alguns trabalhos vêm sendo realizados utilizando a poeira aglomerada em forma de nuvens, distribuição que naturalmente pode explicar o problema dos silicatos mencionado acima (Nenkova et al., 2002, Hönig et al., 2006, Schartmann et al., 2008, Stalevski et al., 2012).

O primeiro modelo de nuvens foi desenvolvido por Nenkova et al. (2002, 2008a,b), que considera o toroide formado por nuvens de poeira e reproduz SEDs teóricas a partir do cálculo de transferência radiativa das nuvens distribuídas na forma de toroide, levando em conta a absorção, emissão e espalhamento dos fótons devidos aos grãos de poeira, que trataremos mais detalhadamente na seção 3.2. Stalevski et al. (2012) desenvolveu modelos de duas fases, que consideram o meio não somente composto por nuvens de poeira, mas também com um meio difuso preenchendo o espaço entre as nuvens. Vale ressaltar que, conforme a capacidade computacional aumenta, os tratamentos para a geometria toroidal vêm reproduzindo resultados mais compatíveis com as observações.

## 1.5 Motivação e Objetivos

Uma maneira de testarmos os modelos desenvolvidos para a emissão do toroide é através de observações de AGNs no MIR. Espera-se que a radiação proveniente da fonte central seja absorvida pela poeira existente no toroide e re-emitida na região do infravermelho. Essa poeira basicamente é composta por silicatos e grafite e, no intervalo do MIR, podemos ver o perfil de absorção/emissão do silicato em  $9.7\mu\text{m}$  e como mencionado anteriormente, uma das problemáticas dos modelos atuais é reproduzir este comportamento.

Alguns estudos recentes de Ramos Almeida et al. (2011) e Alonso-Herrero et al. (2011), utilizando fotometria de banda larga no infravermelho próximo e espectros de alta resolução no MIR ( $\sim 8\text{-}13\mu\text{m}$ ), encontraram que algumas propriedades da geometria toroidal, tais como tamanho angular e radial, são diferentes para Sy 1 e Sy 2 e que a classificação não dependeria somente da orientação do observador, o que contesta a premissa do MU que os AGNs são intrinsecamente o mesmo objeto. Sendo assim, a ideia para este trabalho foi motivada por estes resultados e pelo

debate existente sobre a geometria toroidal (o tradicional *donut* x distribuição em nuvens).

O objetivo do presente trabalho é analisar uma amostra de galáxias *Seyfert* próximas para constatar se existe diferenças nas propriedades físicas para a estrutura toroidal de AGNs. Até o presente momento, não há nenhum estudo na literatura que faça uma análise comparativa entre as classes de atividade para uma amostra estatisticamente representativa, ainda que recentemente alguns estudos vem utilizando dados de utilizando fotometria e espectroscopia de alta resolução espacial com os instrumentos MIDI e VISIR do VLT para amostras com um número significativo de objetos (19 objetos nos trabalhos de Hönig et al. (2010) e Hönig & Kishimoto (2010) e 23 AGNs em Burtscher et al. (2013)).

Utilizamos o modelo CLUMPY de Nenkova et al. (2002), que considera a distribuição do toroide em nuvens (*clumpiness*) e dados obtidos de arquivos públicos do telescópio espacial *Spitzer* da NASA, nos módulos *Long-Low* e *Short-Low*, que cobrem o intervalo espectral de  $5.2\text{--}38\mu\text{m}$  correspondente ao MIR. Utilizamos dois métodos de comparação dos espectros: ajuste por teste de  $\chi^2_{red}$  e através de uma ferramenta chamada BayesCLUMPY (Asensio Ramos & Ramos Almeida, 2009), que aplica o método de inferência bayesiana aos modelos CLUMPY.

# Capítulo 2

## Os Dados

As galáxias que compõem a amostra são todos os espectros de galáxias *Seyfert* no intervalo do MIR disponíveis nos arquivos públicos do *Spitzer Space Telescope* da NASA, totalizando 111 objetos. As observações foram realizadas com o instrumento IRS (do inglês *Infrared Spectrograph*) e nas seções a seguir descreveremos o processo de redução dos dados e as características da amostra.

### 2.1 Redução de Dados

Os objetos presentes em nossa amostra foram obtidos a partir da base de dados do *Spitzer*<sup>1</sup>. A maior parte da amostra, correspondente a 84 objetos, consiste em observações realizadas pelo programa de número PID=3269 liderado por J. Gallimore, enquanto 14 galáxias são do trabalho de Sales et al. (2010) e outros 13 novos objetos disponíveis na base de dados.

As galáxias foram observadas com o instrumento IRS (do inglês *Infrared Spectrograph*, Houck et al., 2004), em dois módulos de baixa resolução espectral ( $R \sim 60-128$ ): Short-Low (SL) e Long-Low (LL) que cobrem o intervalo espectral do MIR de 5.2 à  $38\mu\text{m}$ . A abertura SL possui escala de  $1.8''/\text{pixel}$ , cobrindo um intervalo de 5.2- $14.5\mu\text{m}$  e tem dimensões de  $57 \times 3.7''$ . Já a abertura LL varia entre 14- $38\mu\text{m}$  e possui escala de imagem de  $5.1''/\text{pixel}$ , e sua fenda possui  $168 \times 10.7''$ . Ambos módulos ainda são divididos em 1ª e 2ª ordem, sendo assim, as observações são realizadas em quatro módulos: SL1 (de 7.4- $14.5\mu\text{m}$ ), SL2 (5.2 à  $7.7\mu\text{m}$ ), LL1 (de 19.5- $38\mu\text{m}$ ) e LL2 (14.0 à  $21.3\mu\text{m}$ ).

Os dados foram obtidos usando os produtos de saída da pipeline BCD (do inglês

---

<sup>1</sup>disponíveis em <http://sha.ipac.caltech.edu/applications/Spitzer/SHA/>

*Basic Calibration Data*)<sup>2</sup> versão 18.18, à exceção de sete galáxias<sup>3</sup> cujos espectros estavam disponíveis pelo projeto SINGS Legacy Program<sup>4</sup> (acrônimo para *Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey*, Kennicutt et al., 2003). A pipeline BCD processa os dados brutos do IRS aplicando procedimentos padrões de redução, tais como: identificação e remoção de raios cósmicos e pixels saturados; subtração da corrente de escuro (*dark current*) que se deve ao fato de existir uma contagem de elétrons em imagens de longa exposição não expostas à luz, em geral obtidas em direções próximas ao Polo Norte da Eclíptica; correção por *flat-field*, que corrige por variações de sensibilidade e resposta em ganho espacial e espectral; e ajuste de *droop*, que é um fator proporcional à contagem de corrente em todos os pixels, que eleva o valor da contagem de sinal ruído e está presente em todos os arranjos do IRS.

### 2.1.1 Observações em *Mapping Mode*

Os dados de BCDs de Gallimore et al. (2010) foram obtidos no modo de observação chamado *mapping mode*. Este modo permite ao observador configurar uma grade de posições em torno da posição do alvo e obter o espectro em cada uma destas posições. O CUBISM (CUBE Builder for IRS Spectra Maps), desenvolvido por Smith et al. (2007a), é uma ferramenta em IDL indicada para construir cubos espectrais de dados a partir do conjunto deste modo de operação das observações. CUBISM foi projetado para combinar conjuntos de imagens espectrais BCDs em cubos de 2 dimensões espaciais e uma dimensão espectral através de um algoritmo de clipagem que reprojeta a posição das ordens espectrais observadas criando pseudo-retângulos. Os pesos da contribuição de cada pixel individual são calculados pela sobreposição geométrica delimitada pelo comprimento de onda. Uma variedade de ferramentas de análise também estão disponíveis, incluindo ferramentas para extração do espectro para aberturas definidas pelo usuário.

Em geral, cada fenda do módulo SL continha 18 posições e do módulo LL 5 posições que foram utilizadas para a construção dos cubos. A subtração do céu foi realizada a partir de um espectro médio da ordem subjacente, por exemplo, enquanto a 1ª ordem está centrada na posição do alvo a ser observado, a 2ª ordem está apontada para o céu em uma posição contrabalançada, e vice-versa. Para cada galáxia foram construídos 4 cubos, correspondentes aos módulos SL1, SL2,

---

<sup>2</sup>Para mais detalhes, consultar o *IRS Instrument Handbook*, disponível em <http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/irs/irsinstrumenthandbook/>.

<sup>3</sup>As galáxias são: NGC 1097, NGC 1143/4, NGC 1320, NGC 1566, NGC 4594, NGC 4579 e NGC 5033.

<sup>4</sup>Espectros disponíveis em <http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/SINGS/>

LL1 e LL2 que compõem os espectros do IRS. Os espectros foram extraídos usando uma abertura circular de 10" centrada nos pixels mais luminosos de cada cubo, correspondendo a 3.9 pixels para SL e 11.1 pixels para os módulos LL. A conversão para a contagem de fluxo em Jy pode ser conferida no Anexo A.1.

Esses 4 espectros extraídos de cada cubo foram agrupados em um único espectro e corrigidos por *redshift*. Em uma fração dos objetos da nossa amostra encontramos um desnível nos valores de fluxo na intersecção das fendas SL e LL que foram corrigidos manualmente para cada espectro, multiplicando todo o fluxo do espectro da fenda SL por um fator proporcional ao do fluxo LL a fim de nivelar o espectro, conforme indicado por Smith et al. (2007b).

### 2.1.2 Observações em *Staring Mode*

Para os 27 objetos restantes da amostra, 14 de Sales et al. (2010) e 13 adicionais, somente se encontravam disponíveis observações em *staring mode*. Este modo de operação é tradicional modo de apontamento do IRS. Os alvos são centrados em uma ou mais fendas e observados em um tempo de integração específico. Os espectros foram obtidos através do atlas CASSIS (acrônimo em inglês para *Cornell Atlas of Spitzer/IRS Sources*, Lebouteiller et al., 2011). Este atlas fornece extrações otimizadas e ferramentas de diagnóstico para garantir a mais precisa subtração de *background*, especialmente para as fontes mais fracas. Na maioria dos casos, o melhor método de subtração do céu indicado pelo CASSIS para otimizar a extração foi através da subtração da ordem contraposta, como no caso das observações em *mapping mode*. Porém, em alguns casos a melhor subtração foi realizada pela subtração da posição dos nodos. Ademais, na maior parte dos casos, as extrações do CASSIS foram estabelecidas como fontes pontuais.

## 2.2 Caracterização da Amostra

As principais características da amostra estão listadas na Tabela 2.1 e ilustradas na Figura 2.1. Para compararmos as diferentes atividades nucleares entre tipo 1 e tipo 2, não levamos em consideração classificações intermediárias e na maior parte dos objetos esta foi obtida de Wu et al. (2009), que considerou a classificação espectral no óptico (Rush et al., 1993). Para as galáxias que não estavam presentes na amostra de Wu et al. (2009), consideramos a classificação da base de dados NED (*NASA/IPAC Extragalactic Database*), resultando em 46 objetos classificados como Sy 1 e 65 como Sy 2.



Todos AGNs são objetos próximos, com intervalos de redshift entre  $0.002 \leq z \leq 0.08$  e em sua maioria estão em galáxias hospedeiras espirais que podem apresentar ou não uma barra (aproximadamente metade das galáxias são classificadas como espirais barradas). Ambos tipos de atividade apresentam valores típicos para a luminosidade no infravermelho da ordem  $L_{IR} \sim 5 \times 10^{10} L_{\odot}$  e para raios-X duro, valores médios  $L_{2-10\text{Kev}} \sim 10^{43} \text{erg s}^{-1}$ .

A presença de intensas linhas de emissão proibidas é outra característica importante dos espectros no MIR. Linhas tais como  $[\text{ArIII}]\lambda 6.9\mu\text{m}$ ,  $[\text{NeV}]\lambda 14.3\mu\text{m}$ ,  $[\text{NeIII}]\lambda 15.5\mu\text{m}$ ,  $[\text{SiII}]\lambda 18.7\mu\text{m}, 33.4\mu\text{m}$ , e  $[\text{OIV}]\lambda 25.8\mu\text{m}$  são frequentemente detectadas em galáxias *Seyfert* e podem atuar como traçadores do potencial de ionização do AGN (Sales et al., 2010), além de intensas bandas de emissão de hidrocarbonetos aromáticos policíclicos (PAH, do inglês *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*), que são traçadores de formação estelar. Vale ressaltar que as linhas de emissão destes objetos já foram estudadas em outros trabalhos (Wu et al., 2009, Gallimore et al., 2010, Sales et al., 2010) e não serão discutidas aqui.

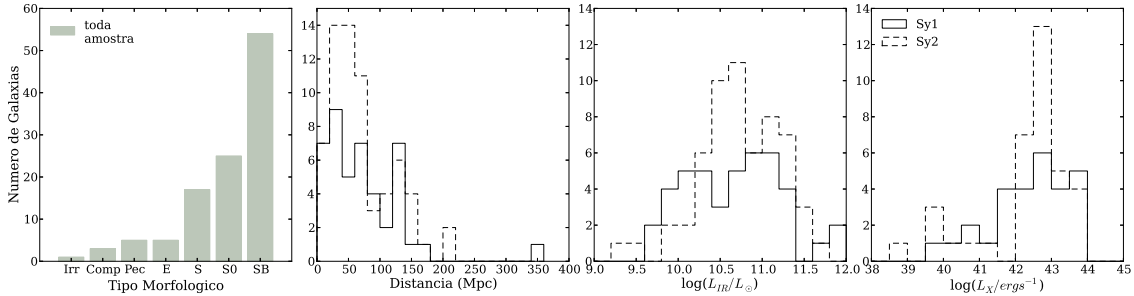


Figura 2.1: Os histogramas mostram a distribuição de distâncias, luminosidade no infravermelho,  $L_{IR}$ , e luminosidade em raios-X,  $L_X$ . As linhas tracejadas representam as galáxias Sy2 enquanto as linhas sólidas a distribuição para Sy1. O painel à esquerda mostra as classificações morfológicas para toda a amostra agrupadas em: irregulares (Irr), compactas (Comp), peculiares (Pec), elípticas (E), Espirais (S), lenticulares (S0) e espirais barradas (SB).

Tabela 2.1: Propriedades da Amostra

Nome	RA J2000	Dec J2000	z	Distância (Mpc)	Morfologia	log(L <sub>IR</sub> ) (L <sub>⊙</sub> )	L <sub>2-10KeV</sub> (erg s <sup>-1</sup> )	Atividade	PID
Mrk334	00h03m09.6s	+21d57m37s	0.022	86.7	Pec	11.02 <sup>(2)</sup>		Sy 1	3374
Mrk335	00h06m19.5s	+20d12m10s	0.026	110.4	Compact	10.72 <sup>(1)</sup>	9.75e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 1	3269
Mrk938	00h11m06.5s	-12d06m26s	0.020	84.0	Pec	11.48 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
E12-G21	00h40m46.1s	-79d14m24s	0.030	128.6	E	11.03 <sup>(1)</sup>		Sy 1	3269
Mrk348	00h48m47.1s	+31d57m25s	0.015	64.4	SA0/a	10.62 <sup>(1)</sup>	2.47e+43 <sup>(8)</sup>	Sy 2	3269
NGC424	01h11m27.6s	-38d05m00s	0.012	50.4	SB0/a	10.67 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
NGC526A	01h23m54.4s	-35d03m56s	0.019	81.8	S0 pec	10.78 <sup>(1)</sup>	1.21e+43 <sup>(6)</sup>	Sy 1	86, 3269
NGC513	01h24m26.8s	+33d47m58s	0.020	83.7	Sb/c	10.52 <sup>(1)</sup>	5.25e+42 <sup>(8)</sup>	Sy 2	3269
Mrk993	01h25m31.4s	+32d08m11s	0.016	60.6	Sa	10.99 <sup>(4)</sup>		Sy 1	40385
Mrk573	01h43m57.8s	+02d21m00s	0.017	67.4	SAB0	10.48 <sup>(2)</sup>		Sy 2	50094
F01475-0740	01h50m02.7s	-07d25m48s	0.018	75.7	E/S0	10.62 <sup>(1)</sup>	3.31e+43 <sup>(8)</sup>	Sy 2	3269
NGC931	02h28m14.5s	+31d18m42s	0.017	71.3	Sbc	10.92 <sup>(1)</sup>		Sy 1	3269
NGC1056	02h42m48.3s	+28d34m27s	0.005	22.1	Sa	9.93 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
NGC1097	02h46m19.0s	-30d16m30s	0.004	17.5	SBb	10.78 <sup>(1)</sup>	7.59e+40 <sup>(9)</sup>	Sy 2	159
NGC1125	02h51m40.3s	-16d39m04s	0.011	46.8	SAB0	10.46 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
NGC1143/4	02h55m12.2s	-00d11m01s	0.029	123.5	S0 pec	10.46 <sup>(1)</sup>		Sy 2	159
Mrk1066	02h59m58.6s	+36d49m14s	0.012	47.2	SB0	10.78 <sup>(2)</sup>	8.32e+42 <sup>(8)</sup>	Sy 2	30572
M-2-8-39	03h00m30.6s	-11d24m57s	0.029	128	SABa pec	10.95 <sup>(1)</sup>	7.94e+43 <sup>(11)</sup>	Sy 2	3269
NGC1194	03h03m49.1s	-01d06m13s	0.014	58.2	SA0:	10.34 <sup>(1)</sup>	6.31e+43 <sup>(11)</sup>	Sy 2	3269
NGC1241	03h11m14.6s	-08d55m20s	0.014	57.9	SBb	10.75 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
NGC1275	03h19m48.1s	+41d30m42s	0.017	70.9	Pec	11.20 <sup>(5)</sup>	7.24e+42 <sup>(10)</sup>	Sy 2	14
NGC1320	03h24m48.7s	-03d02m32s	0.009	37.7	S0/a	10.21 <sup>(1)</sup>	4.90e+42 <sup>(8)</sup>	Sy 2	159
Mrk609	03h25m25.3s	-06d08m38s	0.034	143	ImPec		6.63e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 2	3374
NGC1365	03h33m36.4s	-36d08m25s	0.005	17.7	SBb	11.23 <sup>(1)</sup>	3.25e+41 <sup>(6)</sup>	Sy 1	3269
NGC1386	03h36m46.2s	-35d59m57s	0.003	16.2	Sa,S0	9.53 <sup>(1)</sup>	6.16e+39 <sup>(6)</sup>	Sy 2	3269
F03450+0055	03h47m40.2s	+01d05m14s	0.031	132.8	?	11.10 <sup>(1)</sup>		Sy 1	3269
NGC1566	04h20m00.4s	-54d56m16s	0.005	11.8	SABbc,Sc	10.61 <sup>(1)</sup>	4.17e+41 <sup>(9)</sup>	Sy 1	159
F04385-0828	04h40m54.9s	-08d22m22s	0.015	64.7	S0	10.82 <sup>(1)</sup>	2.00e+43 <sup>(11)</sup>	Sy 2	3269
NGC1667	04h48m37.1s	-06d19m12s	0.015	65.0	SABc	11.02 <sup>(1)</sup>	3.63e+42 <sup>(8)</sup>	Sy 2	3269
E33-G2	04h55m58.9s	-75d32m28s	0.018	77.5	SB0	10.52 <sup>(1)</sup>	4.35e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 2	3269
M-5-13-17	05h19m35.8s	-32d39m28s	0.012	54.1	SB0/a,S0/a	10.28 <sup>(1)</sup>		Sy 1	3269
Mrk3	06h15m36.3s	+71d02m15s	0.0135	55.9	E2 pec	10.78 <sup>(2)</sup>	2.32e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 2	14
Mrk6	06h52m12.2s	+74d25m37s	0.019	80.6	SAB0:,Sa	10.63 <sup>(1)</sup>	2.05e+43	<sup>(6)</sup> Sy 1	3269
ESO428-G014	07h16m31.2s	-29d19m29s	0.006	26	SAB0 pec			Sy 2	30572
Mrk9	07h36m57.0s	+58d46m13s	0.040	170	S0: pec,SB	11.15 <sup>(1)</sup>		Sy 1	3269
Mrk79	07h42m32.8s	+49d48m35s	0.022	95	SBb,SBc	10.90 <sup>(1)</sup>	2.51e+43 <sup>(12)</sup>	Sy 1	3269
Mrk78	07h42m41.7s	+65d10m37s	0.037	158	SB	11.04 <sup>(2)</sup>		Sy 2	50094
Mrk622	08h07m41.0s	+39d00m15s	0.023	99.6	S0			Sy 2	3374
NGC2622	08h38m10.9s	+24d53m43s	0.029	124	SBb			Sy 1	3374
NGC2639	08h43m38.1s	+50d12m20s	0.011	47.7	SAA	10.34 <sup>(1)</sup>	7.08e+40 <sup>(10)</sup>	Sy 1	3269
Mrk704	09h18m26.0s	+16d18m19s	0.029	125.2	SBa	10.97 <sup>(1)</sup>		Sy 1	3269
NGC2992	09h45m42.0s	-14d19m35s	0.008	30.5	Sa pec	10.51 <sup>(1)</sup>	7.20e+41 <sup>(6)</sup>	Sy 1	3269
Mrk1239	09h52m19.1s	-01d36m43s	0.0199	85.3	E-S0	10.86 <sup>(1)</sup>		Sy 1	3269
NGC3079	10h01m57.8s	+55d40m47s	0.004	19.7	SBc	10.62 <sup>(1)</sup>	1.05e+42 <sup>(8)</sup>	Sy 2	3269
NGC3227	10h23m30.6s	+19d51m54s	0.004	20.9	SABa pec	9.97 <sup>(1)</sup>	2.51e+42 <sup>(7)</sup>	Sy 1	668, 3269
Mrk34	10h34m08.6s	+60d01m52s	0.051	218	Sa	11.15 <sup>(2)</sup>		Sy 2	50094
NGC3511	11h03m23.8s	-23d05m12s	0.004	14.6	SAC	9.95 <sup>(1)</sup>		Sy 1	3269
NGC3516	11h06m47.5s	+72d34m07s	0.009	38.9	SB0	10.17 <sup>(1)</sup>	3.77e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 1	3269
M+0-29-23	11h21m12.2s	-02d59m03s	0.025	106.6	SABb	11.36 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
NGC3660	11h23m32.3s	-08d39m31s	0.012	52.6	SBbc	10.47 <sup>(1)</sup>	7.94e+42 <sup>(11)</sup>	Sy 2	3269

Tabela 2.1 – continuação da página anterior

Nome	RA J2000	Dec J2000	z	Distância (Mpc)	Morfologia	log(L <sub>IR</sub> ) (L <sub>⊙</sub> )	L <sub>2–10KeV</sub> (erg s <sup>-1</sup> )	Atividade	PID
NGC3786	11h39m42.5s	+31d54m33s	0.009	40.9	SABa/Pec			Sy 2	3374
NGC3982	11h56m28.1s	+55d07m31s	0.004	21.8	SABb	9.81 <sup>(1)</sup>	1.41e+41 <sup>(8)</sup>	Sy 2	3269
NGC4051	12h03m09.6s	+44d31m53s	0.002	17.0	SABbc	9.66 <sup>(1)</sup>	1.64e+40 <sup>(6)</sup>	Sy 1	3269
UGC7064	12h04m43.3s	+31d10m38s	0.025	107.1	SAB	11.18 <sup>(1)</sup>		Sy 1	3269
NGC4151	12h10m32.6s	+39d24m21s	0.003	20.3	SABab	9.95 <sup>(1)</sup>	2.42e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 1	3269
NGC4235	12h17m09.9s	+07d11m30s	0.008	38	SAa	10.30 <sup>(4)</sup>	4.07e+41 <sup>(9)</sup>	Sy 1	40936
Mrk766	12h18m26.5s	+29d48m46s	0.013	55.4	SBa	10.67 <sup>(1)</sup>	6.44e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 1	3269
NGC4388	12h25m46.7s	+12d39m44s	0.008	18.1	SAb	10.73 <sup>(1)</sup>	3.37e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 2	3269
NGC4501	12h31m59.2s	+14d25m14s	0.008	20.7	SAb	10.98 <sup>(1)</sup>	7.76e+38 <sup>(10)</sup>	Sy 2	3269
NGC4507	12h35m36.6s	-39d54m33s	0.012	53	SABab		4.70e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 2	30572
NGC4579	12h37m43.5s	+11d49m05s	0.005	16.8	SABc	10.17 <sup>(1)</sup>	2.66e+41 <sup>(6)</sup>	Sy 1	159
NGC4593	12h39m39.4s	-05d20m39s	0.009	44.0	SBb	10.35 <sup>(1)</sup>	5.74e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 1	3269
NGC4594	12h39m59.4s	-11d37m23s	0.003	10.9	SAa	9.75 <sup>(1)</sup>	9.77e+39 <sup>(9)</sup>	Sy 1	159
NGC4602	12h40m36.8s	-05d07m59s	0.008	34.4	SABbc	10.44 <sup>(1)</sup>		Sy 1	3269
Tol1238-364	12h40m52.8s	-36d45m21s	0.011	46.8	SBbc	10.87 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
M-2-33-34	12h52m12.4s	-13d24m53s	0.015	62.7	Sa	10.49 <sup>(1)</sup>		Sy 1	3269
NGC4941	13h04m13.1s	-05d33m06s	0.004	13.8	SABab	9.39 <sup>(1)</sup>	2.71e+40 <sup>(6)</sup>	Sy 2	86, 3269
NGC4968	13h07m06.0s	-23d40m37s	0.010	42.2	SAB0	10.39 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
NGC5005	13h10m56.2s	+37d03m33s	0.003	17.5	SABbc	10.20 <sup>(1)</sup>	8.71e+39 <sup>(10)</sup>	Sy 2	3269
NGC5033	13h13m27.5s	+36d35m38s	0.003	20.6	SAc	10.05 <sup>(1)</sup>	5.01e+40 <sup>(10)</sup>	Sy 1	159
NGC5135	13h25m44.0s	-29d50m01s	0.014	58.6	SBab	11.27 <sup>(1)</sup>	1.26e+43 <sup>(7)</sup>	Sy 2	3269
M-6-30-15	13h35m53.8s	-34d17m44s	0.008	33.2	S?	9.98 <sup>(1)</sup>	6.22e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 1	3269
NGC5256	13h38m17.5s	+48d16m37s	0.028	117.3	Pec	11.51 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
I4329A	13h49m19.2s	-30d18m34s	0.016	68.8	SA0	10.97 <sup>(1)</sup>	7.42e+43 <sup>(6)</sup>	Sy 1	3269
Mrk279	13h53m03.4s	+69d18m30s	0.030	129	S0	11.90 <sup>(4)</sup>	6.31e+43 <sup>(12)</sup>	Sy 1	666
NGC5347	13h53m17.8s	+33d29m27s	0.008	36.7	SBab	10.04 <sup>(1)</sup>	2.51e+42 <sup>(7)</sup>	Sy 2	3269
Mrk463E	13h56m02.9s	+18d22m19s	0.050	217	S pec	11.70 <sup>(2)</sup>	1.86e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 2	105
NGC5506	14h13m14.8s	-03d12m27s	0.006	28.7	Sa pec	10.44 <sup>(1)</sup>	4.99e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 2	3269
NGC5548	14h17m59.5s	+25d08m12s	0.017	73.6	SA0/a	10.66 <sup>(1)</sup>	1.95e+43 <sup>(6)</sup>	Sy 1	86, 3269
Mrk471	14h22m55.4s	+32d51m03s	0.034	147	SBa			Sy 2	3374
Mrk817	14h36m22.1s	+58d47m39s	0.031	134.7	SBc	11.35 <sup>(1)</sup>		Sy 1	3269
NGC5695	14h37m22.1s	+36d34m04s	0.014	60.7	SBb			Sy 2	30773
Mrk477	14h40m38.1s	+53d30m16s	0.038	161	Comp	11.18 <sup>(2)</sup>		Sy 2	30443
Mrk478	14h42m07.4s	+35d26m23s	0.079	347	S	11.37 <sup>(3)</sup>	5.16e+43 <sup>(6)</sup>	Sy 1	3187, 20142
NGC5728	14h42m23.9s	-17d15m11s	0.009	41.9	SABa	10.60 <sup>(5)</sup>	1.95e+43 <sup>(8)</sup>	Sy 2	30745
Mrk841	15h04m01.2s	+10d26m16s	0.036	157	E	11.82 <sup>(4)</sup>	3.27e+43 <sup>(6)</sup>	Sy 1	14
NGC5929	15h26m06.1s	+41d40m14s	0.008	38.5	Sab pec	10.58 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
NGC5953	15h34m32.4s	+15d11m38s	0.007	33.0	SAa pec	10.49 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
M-2-40-4	15h48m24.9s	-13d45m28s	0.025	107.9	Sc	11.32 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
F15480-0344	15h50m41.5s	-03d53m18s	0.030	129.8	S0	11.14 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
Mrk883	16h29m52.9s	+24d26m38s	0.037	159	Irr			Sy 2	3374
NGC6810	19h43m34.4s	-58d39m21s	0.007	29.0	SAab	10.74 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
NGC6860	20h08m46.9s	-61d06m01s	0.015	63.7	SBb	10.35 <sup>(1)</sup>	3.98e+42 <sup>(12)</sup>	Sy 1	3269
NGC6890	20h18m18.1s	-44d48m25s	0.008	31.8	SAb	10.27 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
Mrk509	20h44m09.7s	-10d43m25s	0.034	48.6	Compact	11.21 <sup>(1)</sup>	9.24e+43 <sup>(6)</sup>	Sy 1	86
IC5063	20h52m02.3s	-57d04m08s	0.011	48.6	SA0	10.87 <sup>(1)</sup>	6.76e+42 <sup>(8)</sup>	Sy 2	86, 3269
UGC11680	21h07m43.6s	+03d52m30s	0.026	111.3	Scd	11.23 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
NGC7130	21h48m19.5s	-34d57m05s	0.016	69.2	Sa pec	11.38 <sup>(1)</sup>	1.26e+43 <sup>(7)</sup>	Sy 2	3269
NGC7172	22h02m01.9s	-31d52m11s	0.009	33.9	Sa pec	10.47 <sup>(1)</sup>	1.65e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 2	86, 3269
NGC7213	22h09m16.2s	-47d10m00s	0.006	22.0	SAa	10.01 <sup>(1)</sup>	2.24e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 1	3269
NGC7314	22h35m46.2s	-26d03m01s	0.005	19.0	SABbc	10.00 <sup>(1)</sup>	1.13e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 1	86, 3269

Tabela 2.1 – continuação da página anterior

Nome	RA J2000	Dec J2000	z	Distância (Mpc)	Morfologia	log(L <sub>IR</sub> ) (L <sub>⊙</sub> )	L <sub>2–10KeV</sub> (erg s <sup>-1</sup> )	Atividade	PID
M-3-58-7	22h49m37.1s	-19d16m26s	0.031	134.7	SAB0/a	11.30 <sup>(1)</sup>	7.94e+43 <sup>(11)</sup>	Sy 2	3269
NGC7469	23h03m15.6s	+08d52m26s	0.016	69.9	SABa	11.65 <sup>(1)</sup>	1.86e+43 <sup>(6)</sup>	Sy 1	3269
NGC7496	23h09m47.3s	-43d25m41s	0.006	20.1	SBb	10.28 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269
NGC7582	23h18m23.5s	-42d22m14s	0.005	18.8	SBab	10.91 <sup>(1)</sup>	1.01e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 2	3269
NGC7590	23h18m54.8s	-42d14m21s	0.005	23.7	SABc	10.19 <sup>(1)</sup>	5.89e+39 <sup>(9)</sup>	Sy 2	3269
NGC7603	23h18m56.6s	+00d14m38s	0.030	126.4	SAB pec	11.05 <sup>(1)</sup>		Sy 1	3269
NGC7674	23h27m56.7s	+08d46m45s	0.029	123.9	SABc pec	11.57 <sup>(1)</sup>	1.90e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 2	3269
NGC7679	23h28m46.7s	+03d30m41s	0.017	66.2	SB0pec	11.05 <sup>(2)</sup>	3.39e+42 <sup>(6)</sup>	Sy 2	30323
NGC7682	23h29m03.9s	+03d32m00s	0.017	66.2	SBab	11.02 <sup>(4)</sup>		Sy 2	50588
CGCG381-051	23h48m41.7s	+02d14m23s	0.031	131.3	SBc	11.19 <sup>(1)</sup>		Sy 2	3269

Tabela 2.1: Apresentamos as características das galáxias da amostra, tais como, suas coordenadas em ascensão reta (RA) e Declinação (Dec), *redshift* z, distância e tipo morfológico. As referências para a luminosidade no infravermelho podem ser encontradas em: (1) Wu et al. (2009), (2) González Delgado et al. (2001), (3) Rodríguez-Ardila & Viegas (2003), (4) Pérez García & Rodríguez Espinosa (2001), (5) Sanders et al. (2003). Os valores para a luminosidade em raios-X duro de 2 a 10 keV foram obtidos de (6) Dadina (2007), (7) Esquej et al. (2014), (8) Marinucci et al. (2012), (9) Asmus et al. (2011), (10) Ho (2009), (11) Lira et al. (2013), (12) Vasudevan et al. (2010). Também apresentamos os números dos programas de observação (PID) do *Spitzer*, indicados na última coluna.

# Capítulo 3

## Metodologia

Neste capítulo descreveremos a preparação dos espectros do IRS, apresentando o tratamento para a remoção da contribuição da formação estelar da galáxia hospedeira. Uma breve descrição sobre o formalismo de nuvens dos modelos de emissão do toroide desenvolvidos por Nenkova et al. (2002, 2008a,b) pode ser encontrada na Seção 3.2 e apresentamos também os métodos de ajuste para comparação entre os modelos teóricos e as observações no MIR.

### 3.1 A Contribuição da Galáxia Hospedeira

O MIR é um importante intervalo espectral para obter informações sobre o meio obscurecedor que envolve o AGN de galáxias ativas, pois a poeira nestes meios absorve a radiação da fonte central e a re-emite em comprimentos de onda do infravermelho. Além desta contribuição térmica dos grãos de poeira, este intervalo espectral ainda fornece informações sobre os processos físicos relacionados à emissão de PAHs, linhas iônicas e moleculares (Genzel & Cesarsky, 2000). Em particular, os PAHs são moléculas orgânicas compostas por carbono e hidrogênio ligados na forma de anéis aromáticos e as bandas observadas no MIR são devidas a excitações vibracionais das ligações entre C-C e C-H (Tielens, 2005).

Acredita-se também que as bandas de emissão de PAHs estão associadas a um ambiente enriquecido composto por estruturas complexas e são frequentemente encontradas em galáxias em intenso processo de formação estelar ou que recentemente o estiveram. Porém, apesar de associados com galáxias com alta taxa de formação estelar nuclear, as *Starburst*, os PAHs também são encontradas em galáxias ativas, como por exemplo no trabalho de Sales et al. (2010) para uma amostra de 171 galáxias próximas observadas com o IRS/*Spitzer*, onde 80% das Sy2 e 100% das

*Starburst* da amostra apresentavam em seu espectro bandas de PAH em 6.2, 7.7, 6.6, 11.2 e 12.7 $\mu\text{m}$  enquanto em somente 50% das Sy1 foram detectadas as bandas em 6.2 e 8.6 $\mu\text{m}$ . Este mesmo estudo, juntamente com Smith et al. (2007b), demonstraram também que a razão das bandas em 7.7 e 11.2 $\mu\text{m}$  podem fornecer informações sobre a natureza da fonte ionizante.

Tendo em vista que as larguras das fendas do IRS/*Spitzer* são grandes o suficiente para que a contribuição da emissão proveniente da formação estelar próximas ao núcleo seja bastante significativa, faz-se necessário a remoção desta contribuição para analisarmos somente a contribuição proveniente da região central destas galáxias. Uma vez que cerca de 80% das galáxias da amostra apresentam intensa emissão das bandas moleculares de PAHs, uma maneira de subtrair a “contaminação” da galáxia hospedeira e diminuir os efeitos da formação estelar, isolando apenas a emissão de AGN, seria através da remoção dos PAHs dos espectros observados. Nós optamos por ajustar essa emissão usando o PAHFIT, um código de decomposição dos espectros do IRS desenvolvido por Smith et al. (2007b).

### 3.1.1 PAHFIT

O PAHFIT (Smith et al., 2007b) é um programa idealizado especialmente para os espectros no MIR observados com o IRS, visto que este intervalo spectral possui uma diversidade de componentes de emissão, desde componentes da emissão de estrelas frias e velhas em comprimentos de onda menores ( $\lambda \gtrsim 5\mu\text{m}$ ), emissão de PAHs em galáxias com formação estelar, contínuo térmico devido aos pequenos grãos de poeira e também as assinaturas de grãos de silicatos em 9.7 e 18 $\mu\text{m}$ . Este intervalo spectral também apresenta emissão de diversas linhas iônicas e moleculares. O código é baseado em um modelo que descreve fisicamente a emissão no MIR como a combinação destas componentes, sendo a intensidade resultante descrita por

$$I_\nu = \left[ \tau_* B_\nu(T_*) + \sum_{m=1}^M \tau_m \frac{B_\nu(T_m)}{(\lambda/\lambda_0)^2} + \sum_{r=1}^R I_r(\nu) \right] \frac{(1 - e^{-\tau_\lambda})}{\tau_\lambda} \quad (3.1)$$

onde  $B_\nu$  é a função de Planck para radiação de corpo negro,  $T_*$  é a temperatura do contínuo estelar,  $T_m$  são as temperaturas do contínuo devido à poeira, que assumem oito possíveis valores previamente determinados  $T_m = \{40; 50; 65; 90; 135; 200; 300\text{K}\}$  que podem ser modificados pelo usuário,  $I_r(\nu)$  são as contribuições das emissões de linhas rotacionais do  $\text{H}_2$ , linhas proibidas de estrutura fina e linhas de PAHs, e  $\tau_\lambda$  é a profundidade ótica que caracteriza a extinção devida à poeira.

O primeiro termo da equação acima refere-se à contribuição da componente estelar, definida pela emissão de corpo negro à uma temperatura fixa de  $T_* = 5000\text{K}$  que caracteriza a temperatura de estrelas velhas que dominam a emissão no intervalo de 3 a  $5\ \mu\text{m}$ , enquanto o segundo termo representa o contínuo térmico devido à emissão dos grãos de poeira. O contínuo devido à poeira é a soma das  $M$  componentes que reproduzem a distribuição de temperatura dos grãos. A emissão é normalizada em  $\lambda = 9.7\ \mu\text{m}$  e ambos os termos  $\tau_*$  e  $\tau_m$  são parâmetros de ajuste.

O terceiro termo da Equação 3.1 representa as assinaturas de linhas espectrais emitidas no intervalo do MIR. Dentre elas encontramos linhas rotacionais de  $\text{H}_2$ , linhas de baixo potencial de ionização, como por exemplo as linhas de  $[\text{SiII}]$ , e até linhas traçadoras de estrelas massivas e AGNs (tais como  $[\text{OIV}]$ , cujo potencial de ionização é  $55\ \text{eV}$  e  $[\text{NeV}]$ , ao qual o mecanismo de excitação é proveniente da radiação de um AGN, uma vez que seu potencial de ionização é  $97\ \text{eV}$ ). As linhas iônicas e rotacionais de  $\text{H}_2$  são modeladas por perfis gaussianos. Outra contribuição da emissão observada nos espectros do IRS provem das assinaturas das bandas de emissão de PAHs, que são representadas por perfis de Drude.

Finalmente, o último termo que aparece multiplicando todos os anteriores representa a atenuação devida à extinção causada pela poeira. Para a extinção  $\tau_\lambda$  no infravermelho, assume-se propriedades semelhantes à extinção galáctica.

Um exemplo de ajuste da decomposição espectral utilizando o PAHFIT é mostrado na Figura 3.1 para a galáxia NGC 1194. O espectro observado é representado pela linha em preto e o ajuste final do código é mostrado em verde. Cada componente do ajuste também é ilustrada, conforme as legendas da figura. Neste caso em particular, podemos ver que o contínuo é bastante atenuado pela extinção relativa em  $9.7$  e  $18\ \mu\text{m}$ , correspondente à intensa absorção de silicatos nesses comprimentos de onda.

### 3.1.2 Remoção dos PAH

Devido ao fato dos modelos para emissão do toroide levarem em conta um ambiente geralmente composto por poeira e um AGN como fonte central, as SEDs calculadas reproduzem o comportamento do contínuo nessas condições de acordo com a composição da poeira utilizada para o meio, a distribuição e tamanhos dos grãos e a geometria do toroide. Os códigos disponíveis na literatura não preveem a contribuição das linhas de emissão e absorção, pois calculam somente a transferência radiativa e ainda não há interação com modelos de fotoionização.

Como mencionado anteriormente, uma maneira de isolarmos a emissão proveniente da região mais central da galáxia é através da remoção da contribuição da

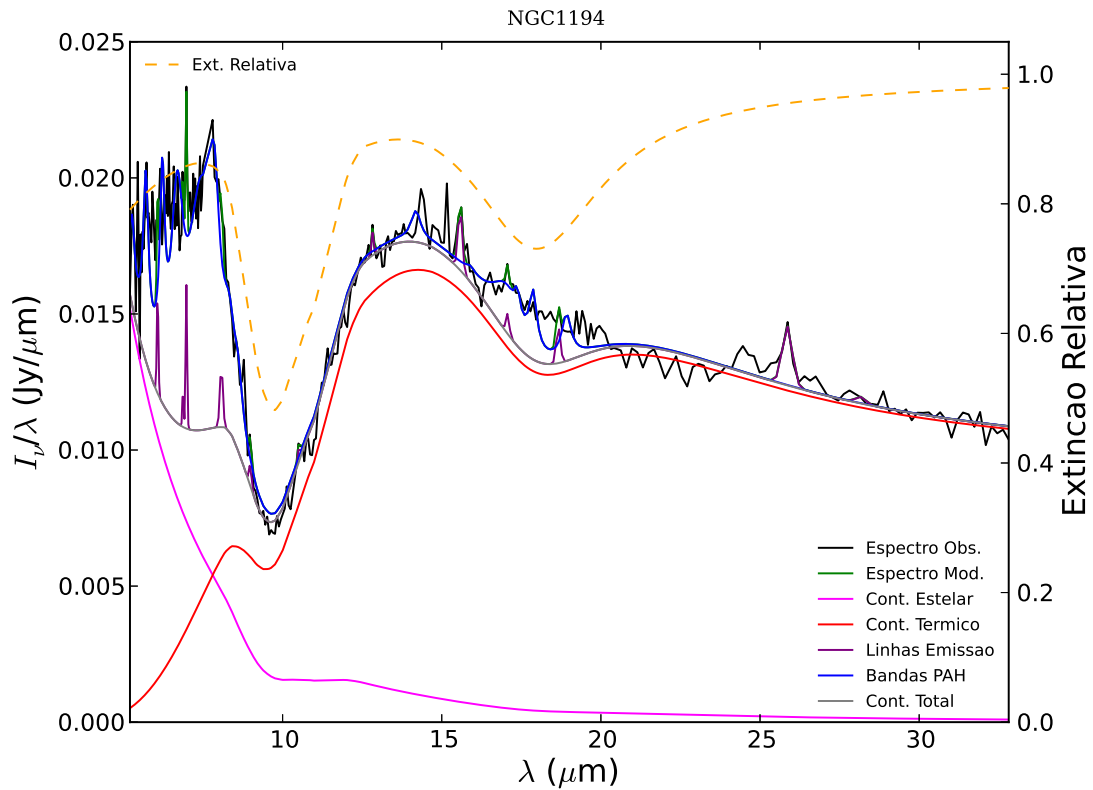


Figura 3.1: Exemplo de ajuste do PAHFIT para a galáxia NGC 1194. O espectro observado é representado pela curva em preto e o ajuste final do código é mostrado em verde. As componentes que reproduzem o espectro ajustado estão ilustradas da seguinte maneira: a curva em magenta corresponde ao contínuo estelar; a curva em vermelho representa a soma de todas as contribuições do contínuo térmico devido aos grãos de poeira; em cinza temos a soma dos dois contínuos ilustrando o contínuo total; em azul é representada a emissão das bandas de PAHs e em lilás a emissão das linhas iônicas e de  $\text{H}_2$ . Os valores para a extinção relativa estão representados no eixo  $y$  à direita e pela curva laranja tracejada que modela todo o espectro ajustado. Todas componentes estão apresentadas em unidades de  $\text{Jy}/\mu\text{m}$ .



galáxia hospedeira. A partir da decomposição espectral realizada com o PAHFIT, podemos subtrair as contribuições das bandas de emissão de PAHs, bem como a contribuição das linhas de H<sub>2</sub> e iônicas.

Ilustramos na Figura 3.2 alguns exemplos da subtração das componentes de PAHs e linhas de emissão para casos bem característicos da nossa amostra. Por exemplo, o caso da galáxia NGC 1365, que possui intensa emissão de PAHs, principalmente no intervalo de 5 à 10 $\mu$ m. Outro caso em particular é representado para a galáxia NGC 1275, onde há pouca emissão de PAHs. O terceiro caso é ilustrado através da NGC 7172, que apresenta uma intensa absorção de silicato em 9.7 $\mu$ m encontrada em algumas Sy 2 da amostra. Esta galáxia em específico também possui intensa emissão de PAHs, todavia, como podemos perceber, a remoção destas componentes não altera o perfil da banda de absorção em  $\sim 10\mu$ m, sendo este de extrema importância para testar os modelos de emissão do toroide.

Recentemente, resultados de alguns trabalhos usando dados de alta resolução no MIR vêm dando suporte para a metodologia de subtração das componentes relacionadas à formação estelar aplicada neste trabalho. Por exemplo, na análise comparativa do comportamento no MIR entre a Sy 1 NGC 7213 e a Sy 2 NGC 1386 do trabalho de Ruschel-Dutra et al. (2014), que utilizou dados de alta resolução do T-ReCS (do inglês *Thermal-Region Camera and Spectrograph*) do Gemini, não foram encontradas assinaturas da emissão de PAHs na região central de até 100 pc, quando comparados com os espectros do IRS que apresentam emissão de PAHs em 8.6, 11.3 e 12.7 $\mu$ m em ambos objetos. Além deste estudo, de acordo com Sales et al. (2014), nenhuma emissão de PAH foi observada na região central ( $\sim 200$  pc) da galáxia Sy 2 Compton-thick Mrk 3 utilizando o espectrógrafo Michelle do Gemini.

Entretanto, foram encontradas bandas de emissão de PAHs em 8.6 e 11.3 $\mu$ m na região central da galáxia NGC 1808 (Sales et al., 2013). Utilizando observações de alta resolução espacial do T-ReCS esses autores observaram PAHs no núcleo dessa galáxia e também na região circumnuclear ( $\sim 70$  pc do AGN) onde ocorre intensa formação estelar.

Para ilustrar o efeito do método de subtração da componente de formação estelar, apresentamos na Figura 3.3 os dados de alta resolução obtidos do Michelle e T-ReCS para as galáxias mencionadas acima (Mrk 3, NGC 1386 e NGC 7213) em comparação com os espectros do IRS e os espectros resultante da remoção dos PAHs. Os espectros “descontaminados” tendem a aproximar melhor o espectro nuclear das observações de alta resolução, com exceção para a galáxia Mrk 3, possivelmente devido ao fato desta ser um objeto Compton-thick e possuir alta absorção

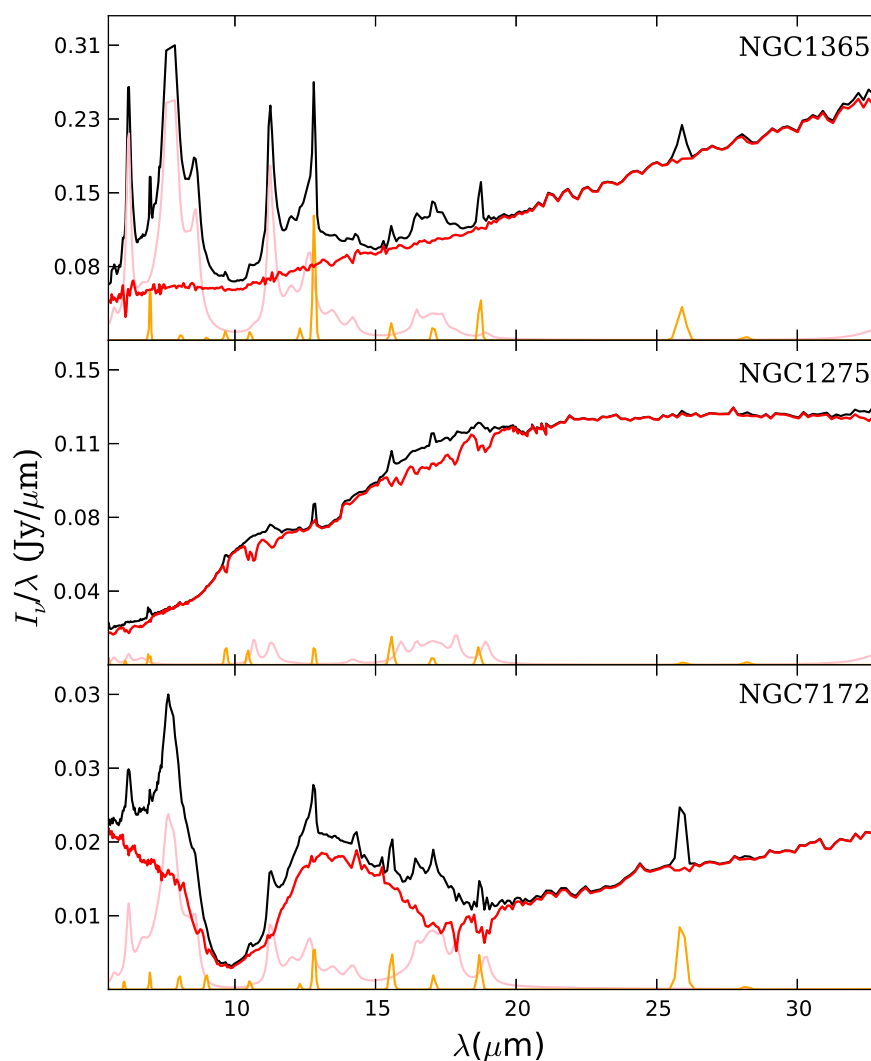


Figura 3.2: Exemplos da subtração dos PAHs e linhas iônicas ao espectro do IRS. As linhas pretas representam o espectro observado, enquanto as linhas laranja e rosa mostram os ajustes das andas de PAH e linhas iônicas, respectivamente, e o espectro subtraído final é representado em vermelho. No painel superior encontra-se um exemplo para a galáxia NGC 1365, que apresenta grande contribuição de PAHs e contrariamente, para o caso da NGC 1275 que apresenta pouca emissão de PAHs no painel do meio. Ilustramos um caso onde há bastante emissão de PAHs e profunda absorção de silicato em  $10\mu\text{m}$  para a Sy 2 NGC 7172 no painel inferior.

de gás e poeira ( $N_H \sim 1.1 \times 10^{24} \text{cm}^{-2}$ ) obscurecendo o núcleo, resultando em um contínuo maior para as observação do *Spitzer*. No entanto, nos casos de NGC 1386 e NGC 7213, acreditamos que a metodologia de subtração dos PAHs representa uma boa aproximação para a emissão nuclear destas galáxias.

### 3.2 Descrição dos Modelos de Nuvens para o Toróide

Atualmente existe na literatura uma extensa discussão sobre a distribuição da poeira na geometria toroidal prevista pelo MU. Algumas assinaturas do silicato observadas em AGNs não podem ser explicadas por um toróide com distribuição uniforme de poeira, como por exemplo, o perfil de silicatos observados em emissão em algumas galáxias Sy 2 e em absorção em Sy 1. Entretanto, essas características podem ser reproduzidas se considerarmos a poeira aglomerada em nuvens distribuídas na geometria toroidal.

Embora em seu trabalho Pier & Krolik (1992) tenham desenvolvido um modelo que consiste em grãos de poeira em uma distribuição uniforme ao longo da estrutura toroidal, já se argumentava que esses grãos deveriam estar aglomerados, pois de maneira contrária, não sobreviveriam à intensa radiação proveniente do AGN (Krolik & Begelman, 1988). Para resolver esta questão, nos últimos anos diversos modelos foram desenvolvidos para a geometria do toróide e trabalhos recentes consideram que os grãos de poeira devem estar aglomerados em forma de nuvens (por exemplo: Nenkova et al., 2002, Hönlig et al., 2006, Schartmann et al., 2008, Stalevski et al., 2012).

Um meio composto por nuvens fornece naturalmente uma explicação para o problema da assinatura de silicatos em  $9.7 \mu\text{m}$ , que espera-se observar em emissão em objetos de tipo 1 porém tal assinatura é frequentemente fraca ou até mesmo ausente, uma vez que é necessário que pelo menos uma nuvem esteja obscurecendo a radiação central do AGN na linha de visada do observador.

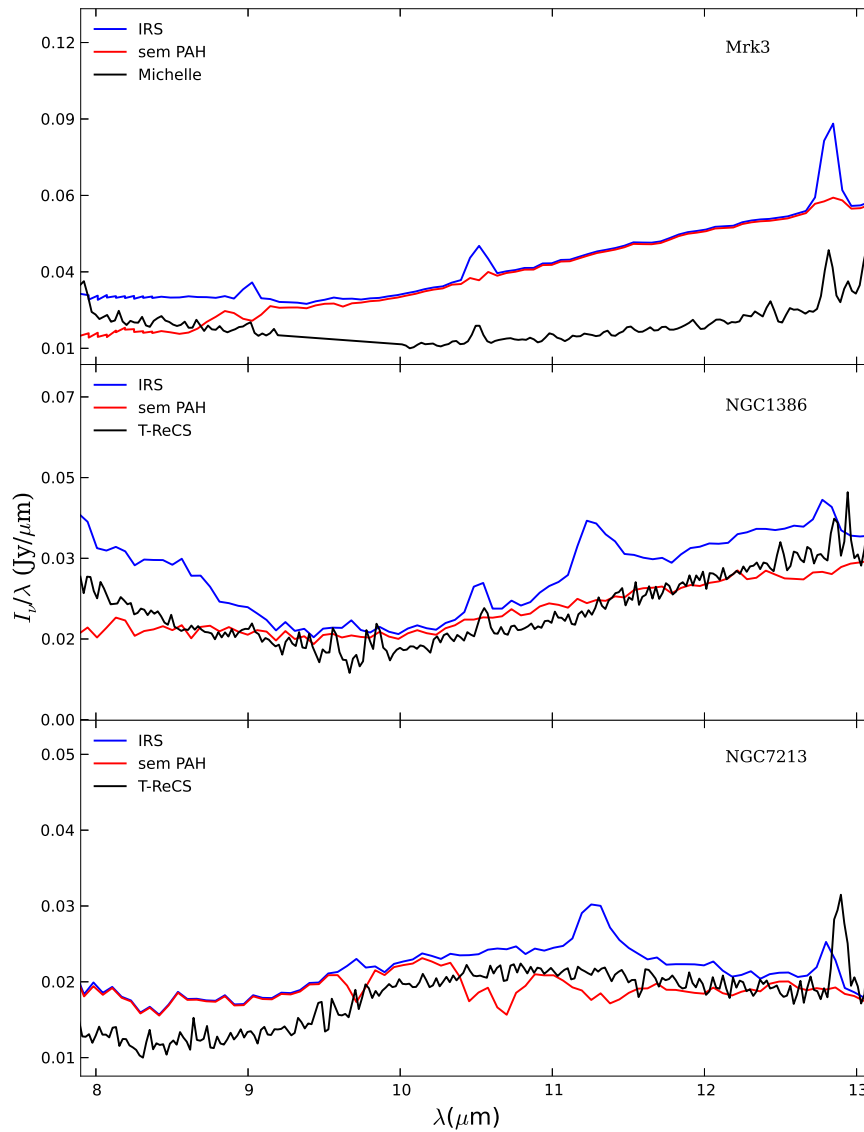


Figura 3.3: Exemplo dos espectro ajustado comparado com dados de alta resolução do T-ReCS e Michelle do Gemini para as galáxias Mrk3, NGC1386 e NGC7213. Os espectros em azul são os observados com o IRS, em vermelho temos os espectros resultantes da subtração das componentes estelar e de PAHs e em preto são mostrados o espectro do Michelle para a galáxia Compton-thick Mrk3 e os espectros do T-ReCS para NGC1386 e NGC7213.

### 3.2.1 Modelos CLUMPY

Nosso trabalho utiliza os modelos públicos desenvolvidos por Nenkova et al. (2002, 2008a,b), que consideram nuvens de poeira distribuídas em uma geometria toroidal<sup>1</sup> conforme mostra a figura 3.4. Para reproduzir as SEDs teóricas, o grupo de Kentucky utilizou o código DUSTY (uma descrição detalhada do código pode ser encontrada em Ivezić et al., 1999), que calcula o problema da transferência radiativa em um meio composto por poeira em todas as possíveis orientações, incluindo efeitos de absorção, emissão e espalhamento dos fótons.

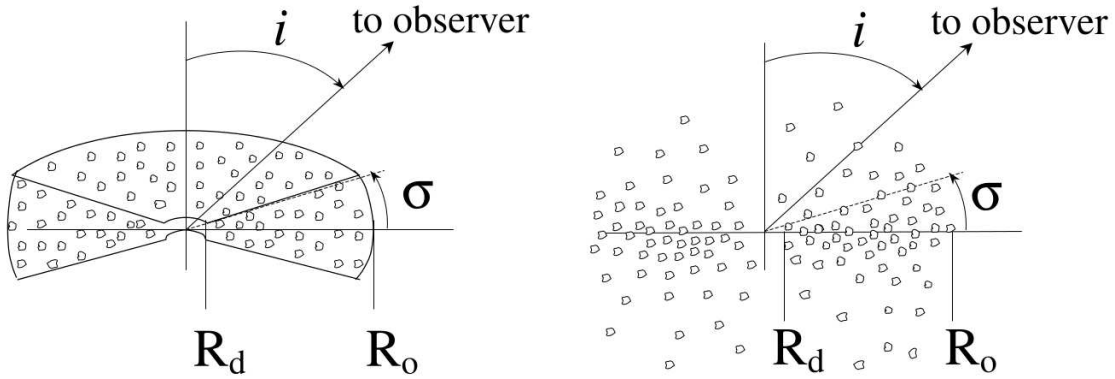


Figura 3.4: Acima, consideram-se as nuvens de poeira distribuídas no volume do toroide, determinado pelo raio interno  $R_d$  (definido pela luminosidade bolométrica do AGN e pela temperatura de sublimação dos grãos de poeira) até o raio externo  $R_o$ . O ângulo de inclinação  $i$  relativo ao observador é determinado a partir do eixo polar do toroide e a distribuição angular está relacionada com a largura angular  $\sigma$ . À esquerda, é mostrada uma distribuição angular para bordas limitadas e uma distribuição semelhante a uma gaussiana à direita.

Para os grãos de poeira foi adotada uma distribuição de tamanhos de Mathis et al. (1977) e considerada uma composição padrão da Via Láctea, com 47% de grãos de grafite e 53% de silicatos frios. Enquanto os grãos de grafite são responsáveis por grande parte da emissão no infravermelho em  $\lambda \gtrsim 1 \mu\text{m}$ , as assinaturas de emissão/absorção em 9.7 e 18  $\mu\text{m}$  são atribuídas aos grãos de silicato (Pier & Krolik, 1992, Granato & Danese, 1994b, Siebenmorgen et al., 2004). O formalismo em *clumpiness* considera cada nuvem como uma fonte pontual de intensidade e a radiação que chega ao observador depende da probabilidade do fóton não ser ab-

<sup>1</sup>No trabalho de Nenkova et al. (2008b) houve a preocupação de testar diferentes distribuições para as nuvens no toroide, experimentando uma distribuição com limitações nas bordas e nuvens espalhadas uniformemente e uma distribuição com bordas suavizadas (representação à esquerda e à direita na figura 3.4, respectivamente). Uma das conclusões encontradas por eles é que esta última distribuição representa melhor as SEDs observadas.

sorvido em determinada direção, ou a probabilidade de escape do AGN ( $P_{esc}$ ), que por sua vez, depende do número de nuvens em uma determinada direção e de suas profundidades ópticas na banda V ( $\tau_V$ ).

Para reproduzir um meio altamente absorvedor (tal como esperado pelo fato de Sy 2 serem menos luminosas em raios-X devido à alta densidade colunar de hidrogênio do toroide), assume-se que as nuvens são opticamente espessas ( $\tau_V \gtrsim 60$ ) e por simplicidade, Nenkova et al. (2002) assumiram que todas as nuvens do toroide possuem a mesma  $\tau_V$  para um modelo. Os parâmetros vinculados às soluções das SEDs do modelos CLUMPY são os seguintes:

- $i$ : ângulo de inclinação do plano normal ao equador toroidal relativo à linha de visada do observador. Pode variar entre  $0^\circ$  e  $90^\circ$ , sendo  $90^\circ$  um objeto visto completamente *edge-on*, ou seja, uma Sy 2;
- $N$ : número de nuvens ao longo do raio equatorial do toroide, que conforme o modelo pode assumir valores de 1 à 15 nuvens;
- $\tau_V$ : profundidade óptica individual das nuvens, definida na banda V ( $0.55 \mu\text{m}$ ). O modelo é bem representado para valores de  $\tau_V \gtrsim 60$ , ou seja, nuvens opticamente espessas;
- $q$ : índice da lei de potência que descreve o perfil de distribuição radial do toroide,  $\propto r^{-q}$ ;
- $Y$ : extensão radial do toroide, definida por  $Y = R_0/R_d$ , onde  $R_0$  é o raio externo e  $R_d$  é o raio interno.  $R_d$  é definido pela temperatura de sublimação dos grãos de silicato ( $T \sim 1500 \text{ K}$ ) e de acordo com Barvainis (1987) pode ser descrito pela relação:

$$R_d \simeq 0.4 \left( \frac{L}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/2} \left( \frac{1500 \text{ K}}{T_{sub}} \right)^{2.6} \text{ pc} \quad (3.2)$$

- $\sigma$ : largura da distribuição angular do toroide, vinculada pela largura de uma distribuição tipo gaussiana. Pode assumir valores entre  $15^\circ$  e  $80^\circ$ .

Como resultado deste trabalho, foram produzidas aproximadamente  $10^6$  SEDs teóricas<sup>2</sup>, os modelos CLUMPY, que são públicos e estão disponíveis na literatura. As SEDs são soluções da equação de transferência radiativa em uma dimensão para

<sup>2</sup>Díspõnı́veis em: <http://www.pa.uky.edu/clumpy>.

determinado valor do ângulo de inclinação  $i$ , mantendo os outros cinco parâmetros livres. As vantagens de usar o modelo CLUMPY é que as SEDs geradas conseguem reproduzir bem os espectros observados no MIR bem como a ausência da assinatura de silicatos em emissão em  $\sim 10\mu\text{m}$  encontradas em algumas Sy1. Esses modelos também podem resolver algumas peculiaridades observadas, como a presença do silicato em absorção em Sy1 (Hao et al., 2007) e até mesmo reproduzir o silicato em emissão observado na Sy2 NGC2110 por Mason et al. (2006). A condição suficiente para que o silicato seja observado em absorção em uma galáxia de tipo 1 é que tenhamos pelo menos uma nuvem na direção de visada do observador que seja opticamente espessa para poder absorver os fótons.

Além dos seis parâmetros que caracterizam os modelos CLUMPY, podemos ainda derivar alguns parâmetros que são relacionados com a geometria e a natureza probabilística da distribuição das nuvens, assim nos permitindo aprofundar a investigação sobre as comparações entre os dois tipos de atividade. Discutiremos estes parâmetros derivados indiretamente a seguir.

### Parâmetros Derivados Indiretamente

O número de nuvens na linha de visada do observador,  $N_{obs}$ , pode ser calculado assumindo que as nuvens seguem uma distribuição semelhante a uma distribuição gaussiana centrada ao longo do equador toroidal e caracterizada pela largura do toroide,  $\sigma$ , para um determinado ângulo de inclinação  $i$ :

$$N_{obs}(i) = N_0 \exp\left(-\left(\frac{90-i}{\sigma}\right)^2\right) \quad (3.3)$$

Já a extinção total na banda V,  $A_V$ , produzida pelo toroide ao longo da linha de visada (também dependente de  $N_{obs}$ ), pode ser obtida através da relação com a profundidade óptica:

$$A_V = 1.086 N_{obs} \tau_V = 1.086 N_0 \tau_V \exp\left(-\left(\frac{90-i}{\sigma}\right)^2\right) \quad (3.4)$$

Pela relação acima podemos ainda calcular a densidade colunar de hidrogênio em raio-X, usando a razão padrão galáctica de Bohlin et al. (1978):

$$N_H/A_V = 1.9 \times 10^{21} \text{cm}^{-2} \quad (3.5)$$

Como anteriormente mencionado, um parâmetro fundamental dos modelos de Nenkova et al. é a probabilidade de um fóton originado pelo AGN escapar do toroide,  $P_{esc}$ , sem ser absorvido por nenhuma nuvem de poeira ao longo do caminho

do observador.  $P_{esc}$  pode atuar como um indicador de objetos de tipo 1 e tipo 2, pois os maiores ângulos de inclinação de galáxias de tipo 2 estão associados com uma maior probabilidade de haver nuvens obscurecendo a radiação central do AGN. Porém, a probabilidade de ainda assim o observador conseguir visualizar diretamente esse fóton proveniente do AGN é finita, mas muito baixa. Quando temos a condição de nuvens opticamente espessas,  $\tau_V \gg 1$ , podemos estimar  $P_{esc}$  como

$$P_{esc} \cong \exp^{-N_{obs}} \quad (3.6)$$

Por outro lado, o fator de preenchimento geométrico,  $C_T$ , proveniente da geometria do modelo, pode ser entendido como a fração do céu do AGN central que está sendo obscurecida pela poeira.  $C_T$  está relacionado com  $P_{esc}$  através da seguinte integração:

$$C_T = 1 - \int_0^{\pi/2} P_{esc}(\beta) \cos(\beta) d\beta \quad (3.7)$$

onde  $\beta = \pi/2 - i$ .

Podemos estimar também a massa do toroide adotando algumas aproximações para a geometria e tamanho do toroide. Considerando a massa de uma única nuvem como  $m_H N_{H,c} A_c$ , onde  $m_H$  é a massa do hidrogênio,  $N_{H,c}$  é a densidade colunar de uma única nuvem e  $A_c$  é a seção de choque da nuvem, a massa total do toroide pode ser obtida via  $M_{tor} = m_H N_{H,c} N \int \eta_c(r, \beta) dV$ .  $\eta_c(r, \beta)$  indica o perfil de distribuição das nuvens. Por simplicidade, assume-se uma distribuição angular cônica e assim  $M_{tor}$  pode ser calculada analiticamente:

$$M_{tor} = 4\pi m_H \sin(\sigma) N_H^{(eq)} R_d^2 Y I_q(Y) \quad (3.8)$$

onde  $Y_q = 1$ ,  $Y/(2 \ln Y)$ , e  $Y/3$  para  $q=2$ , 1 e 0, respectivamente,  $N_H^{(eq)} = N N_{H,c}$  é a densidade colunar média no plano equatorial. Os valores para a densidade de uma nuvem são da ordem de  $N_{H,c} \sim 10^{22}-10^{23} \text{cm}^{-2}$  e uma vez que o modelo reproduz bons ajustes de SEDs para  $N \sim 5-15$ ,  $N_H^{(eq)}$  assume valores típicos de  $10^{23}-10^{24} \text{cm}^{-2}$ .

Os modelos CLUMPY tem ganhado fortes sustentações nos últimos anos com o avanço em poder de resolução espacial dos telescópios. Observações interferométricas com o VLTI indicam fortes evidências de uma estrutura em forma de nuvens ou filamentos no AGN da galáxia Circinus (Tristram et al., 2007), enquanto observações no MIR mostram que os modelos descrevem bem o comportamento da emissão do toroide devida à poeira neste intervalo (Mason et al., 2006, Nikutta et al., 2009, Sales et al., 2011).



Tabela 3.1: Parâmetros e grade de intervalos adotados nos modelos

	Valores	Descrição
Modelos CLUMPY		
$i$	0-90 passo de 10°	Ângulo de inclinação relativo ao observador
$N_0$	1-15 passo de 1	Nuvens ao longo do equador
$q$	0-3 passo de 0.5	Índice da lei de potência da distribuição radial
$\tau_V$	5,10,20,30,40,60,80,100,150	Profundidade óptica individual das nuvens
$\sigma$	15-70 passo de 5	Largura angular
$Y$	5, 10-100 passo de 10	Extensão toroidal

### 3.3 Procedimentos

Uma vez que realizamos a metodologia para isolar a emissão nuclear dos espectros, utilizamos duas técnicas para comparar os espectros resultantes no MIR com os modelos teóricos de Nenkova et al. Ambos métodos de abordagem aplicados são descritos nas seguintes seções.

#### 3.3.1 Teste de $\chi_{red}^2$

Para comparar cada espectro com as  $10^6$  SEDs teóricas da base do modelo CLUMPY foi desenvolvido um código de  $\chi^2$  reduzido. Essa rotina procura pelos parâmetros que minimizam a seguinte equação:

$$\chi_{red}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{F_{obs,\lambda_i} - F_{mod,\lambda_i}}{\sigma_{\lambda_i}} \right)^2 \quad (3.9)$$

onde  $N$  é o número de pontos no espectro,  $F_{obs,\lambda_i}$  e  $F_{mod,\lambda_i}$  são os fluxos observados e teóricos, respectivamente, e  $\sigma_{\lambda_i}$  é a incerteza associada às medidas de fluxo. Ambos  $F_{obs,\lambda_i}$  e  $F_{mod,\lambda_i}$  foram normalizados à unidade em  $\lambda=28.0 \mu\text{m}$  para todas as galáxias da amostra, com as incertezas devidamente propagadas.

O espectro nuclear “descontaminado” foi comparado com as SEDs teóricas e nós testamos os resultados para o melhor ajuste, isto é, o menor valor de  $\chi_{red}^2$  encontrado e variações em relação ao melhor ajuste, seguindo a metodologia usada por Nikutta et al. (2009) e Sales et al. (2013).

#### 3.3.2 BayesClumpy

Outra técnica utilizada para derivar os melhores parâmetros que ajustam as observações foi a partir do código de inferência bayesiana (BayesCLUMPY, Asensio

Ramos & Ramos Almeida, 2009), desenvolvido especialmente para comparar as observações com os modelos CLUMPY de Nenkova et al. (2002, 2008a,b).

O BayesCLUMPY faz uso do método de Monte Carlo via Cadeias de Markov (MCMC) para obter a distribuição marginal posterior para cada parâmetro do modelo. Tal distribuição é resultado da combinação de todo conhecimento *a priori* sobre os parâmetros do modelo e as informações fornecidas pelas observações. Devido ao fato dos modelos CLUMPY possuírem uma grande base de SEDs ( $\sim 10^6$ ), aplicar diretamente métodos de inferência seria muito custoso computacionalmente. A solução sugerida por Asensio Ramos & Ramos Almeida (2009) foi interpolar a base dos modelos usando duas técnicas de *machine learning*, utilizando técnicas de análise de componente principal (PCA, do inglês *Principal Component Analysis*) para reduzir a dimensionalidade da base e redes neurais artificiais para interpolação. A ideia em aplicar a redução linear de dimensionalidade através de PCA é obter uma base consistente a qual os dados podem ser eficientemente reproduzidos. Uma boa representação de toda a base dos modelos CLUMPY é reproduzida pelos primeiros 13 autovetores. Além disso, eles aplicaram um método de interpolação baseado em redes neurais artificiais assim permitindo obter SEDs que não estão presente na base original dos modelos. Estes dois métodos combinados reduzem o tempo computacional em  $10^{-3}$  vezes.

É importante enfatizar que o ajuste dos modelos CLUMPY aos espectros é um problema intrinsecamente degenerado, uma vez que podemos reproduzir as mesmas condições observáveis para uma combinação diferente de parâmetros.

# Capítulo 4

## Resultados e Discussão

Após seguir a metodologia descrita no capítulo anterior para a remoção da contribuição da galáxia hospedeira dos espectros observados, aproximando-os dos espectros nucleares das galáxias (Seção 3.1.1), aplicamos os dois procedimentos de ajuste dos modelos CLUMPY aos espectros resultantes: através do teste de  $\chi_{red}^2$  e pela inferência Bayesiana através do código BayesCLUMPY. Nas seções seguintes apresentaremos os resultados e discutiremos os ajustes realizados e os parâmetros derivados a partir destes.

### 4.1 Ajustes dos Modelos CLUMPY

O BayesCLUMPY necessita para sua análise dos espectros que os fluxos dos arquivos de entrada estejam em unidades de mJy, enquanto que o método de  $\chi_{red}^2$  usa os espectros em unidades de  $F_\lambda$ , convertemos os espectros de entrada para as unidades adequadas (a conversão de unidades pode ser verificada do Anexo A.2), uma vez que os modelos teóricos estão na forma  $\lambda F_\lambda / F_{AGN}$ , onde  $F_{AGN}$  é o fluxo bolométrico do AGN e pode ser derivado a partir dos ajustes, conforme discutiremos adiante. Uma maneira de analisarmos as duas técnicas de ajuste é através da comparação entre a melhor solução para ambos métodos aplicados, o melhor ajuste que corresponde ao mínimo valor de  $\chi_{red}^2$  e a distribuição de máximo à posteriori (MAP) fornecida pelo BayesCLUMPY. Esta última deve ser equivalente à minimização de  $\chi^2$  quando nenhum vínculo à priori é fornecido.

Alguns exemplos de ajustes são apresentados na Figura 4.1 e os ajustes dos 111 espectros observados podem ser encontrados no Anexo B. Como podemos ver, em geral a melhor solução de  $\chi_{red}^2$  é a que melhor se aproxima aos espectros e ambas soluções de  $\chi_{red}^2$  e de MAP resultam em parâmetros similares. É importante ressaltar

que através do ajuste de  $\chi_{red}^2$  encontramos uma solução que está presente na base original dos modelos, enquanto que as soluções do BayesCLUMPY são resultado da interpolação dos modelos, com parâmetros diferentes dos listados na Tabela 3.1.

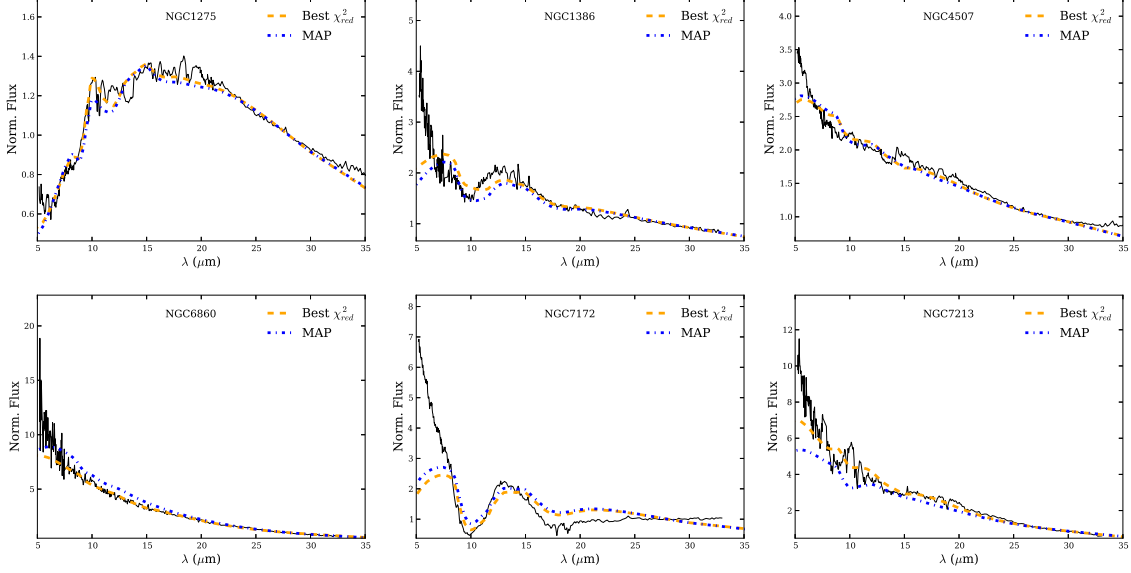


Figura 4.1: Exemplos de ajustes para a melhor solução usando o teste de  $\chi_{red}^2$  e a distribuição de máximo à posteriori (MAP) do BayesCLUMPY. A linha tracejada amarela representa a melhor solução para o primeiro enquanto a linha pontilhada e tracejada azul ilustra o ajuste do MAP. Os espectros observados e as SED dos modelos estão normalizados à unidade em  $28\mu\text{m}$  e são indicados em unidades de  $F_\lambda$ .

A partir das SEDs teóricas que melhor se ajustam aos espectros observados (Equação 3.9), podemos derivar o conjunto de parâmetros que descrevem as propriedades do toroide destas galáxias. Sendo assim, uma boa maneira de avaliar se os parâmetros derivados do ajuste são representativos é analisando o valor do  $\chi_{red}^2$  obtido, que assume o valor  $\chi_{red}^2 = 0$  para um ajuste ideal, ou seja, quando o modelo e o observado são idênticos. Na Figura 4.2 apresentamos as distribuições dos melhores valores derivados para  $\chi_{red}^2$  nos ajustes da amostra (exceto para as galáxias Mrk 3, NGC 1097, NGC 1566, NGC 4594, NGC 5033 e NGC 7679 que apresentam valores para o mínimo  $\chi_{red}^2 > 50$ ). Para mais de 40% dos modelos ajustados encontramos valores de  $\chi_{red}^2$  entre 0 e 1, o que podemos classificar como ajustes satisfatórios.

Agrupamos o conjunto de parâmetros de todas as melhores SEDs ajustadas dos modelos CLUMPY obtidos com o teste de  $\chi_{red}^2$  e com o BayesCLUMPY para cada tipo de atividade, sendo assim temos a informação dos parâmetros que melhor ajustam as 45 Sy 1 e 65 Sy 2 presentes em nossa amostra. Na Tabela 4.1 apresentamos os

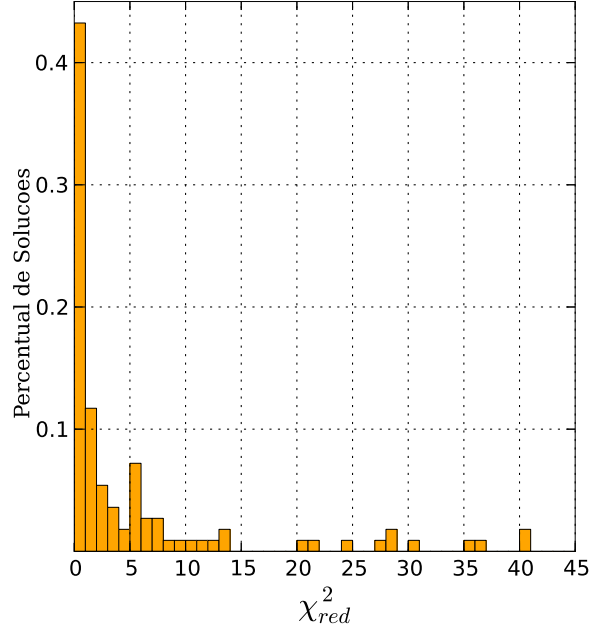


Figura 4.2: Distribuição dos melhores valores de  $\chi^2_{red}$  obtidos para a amotra. Aproximadamente 40% dos ajustes apresentam valores de  $\chi^2_{red}$  entre 0 e 1.

valores médios dos parâmetros do modelo obtidos a partir de cada solução individual do melhor ajuste de  $\chi^2_{red}$  e MAP e seus desvios padrão. Também apresentamos os valores médios para os parâmetros indiretos, que podem ser derivados da geometria e formalismo de nuvens dos modelos de Nenkova et al. (2008a,b).

Em geral, os resultados médios para o melhor ajuste de  $\chi^2_{red}$  e do MAP são bastante próximos e seguem a mesma tendência para Sy 1 e Sy 2. Por este motivo, optamos por discutir apenas os resultados do teste de  $\chi^2_{red}$  nas próximas seções, pois como já visto na Figura 4.1, os ajustes individuais dos modelos para as melhores soluções utilizando esta técnica são, para a maioria dos objetos, os que melhor se aproximam aos espectros observados. Mostramos os valores dos parâmetros obtidos no ajuste para cada galáxia nas tabelas do Anexo C.

Outra estratégia que realizamos foi verificar soluções dentro de diferentes tolerâncias para analisar como os parâmetros variam à medida que permitimos um maior número de modelos para representá-los. Desta forma, cada galáxia contribui para sua classe com o seu respectivo valor médio dos parâmetros e incertezas associadas dentro do intervalo de tolerância. Testamos soluções que se encontram dentro de variações de 5, 10, 15, 20, 30 e 70% em relação ao melhor ajuste, e seus valores médios para cada parâmetro, ponderados pela incerteza da tolerância de cada

Tabela 4.1: Valores médios derivados para os parâmetros.

Parâmetro	$\chi_{red}^2$	MAP
	Sy 1 — Sy 2	Sy 1 — Sy 2
DIRETOS		
$i(^{\circ})$	50.6±31.4 — 64.5±28.3	57.1±32.7 — 51.6±35.3
$\sigma(^{\circ})$	36.4±19.2 — 43.7±20.5	44.7±19.8 — 50.7±17.6
$N$	9.0±5.0 — 10.0±4.0	8.0±5.0 — 11.0±5.0
$Y$	53.7±34.9 — 46.1±34.1	54.5±34.9 — 53.1±38.3
$\tau_V(\text{mag})$	77.3±57.0 — 110.9±49.2	69.5±52.2 — 93.0±52.1
$q$	0.8±0.8 — 0.9±0.7	1.0±0.8 — 0.8±0.8
INDIRETOS		
$N_{obs}$	3.0±4.0 — 7.0±5.0	4.0±4.0 — 6.0±5.0
$A_V$	287±595 — 899±829	241±509 — 671±799
$\log(N_H/\text{cm}^{-2})$	22.5±3.2 — 23.9±0.6	23.3±0.5 — 23.7±0.6
$P_{esc}$	0.3±0.3 — 0.1±0.2	0.2±0.3 — 0.1±0.2
$C_T$	0.7±0.2 — 0.8±0.2	0.8±0.2 — 0.9±0.2
$M_{tor}(M_{\odot})$	2.1±3.9×10 <sup>6</sup> — 2.7±5.5×10 <sup>6</sup>	2.4±3.7×10 <sup>6</sup> — 3.5±6.0×10 <sup>6</sup>

galáxia, estão listados na Tabela 4.2 para ambas as classes.

Tabela 4.2: Valores médios dos parâmetros para a melhor solução e valores médios para variações de  $\chi^2$  iguais a 5%, 10%, 15%, 20%, 30% e 70%.

Parâmetro	Melhor Ajuste	5%	10%	15%	20%	30%	70%
SEYFERT 1							
$i(^{\circ})$	50.7±31.4	61.2±23.7	58.9±21.1	58.0±20.1	58.2±18.8	59.3±15.9	59.5±12.6
$\sigma(^{\circ})$	36.4±19.2	39.3±14.7	41.3±12.4	43.0±11.3	43.3±10.5	43.7±9.0	43.9±6.0
$N$	9.0±5.0	9.0±3.0	9.0±3.0	9.0±3.0	9.0±2.0	9.0±2.0	9.0±2.0
$Y$	53.7±34.9	48.2±32.0	47.4±30.6	47.5±29.1	47.7±28.1	48.4±26.9	51.6±22.0
$\tau_V(\text{mag})$	77.3±57.0	123.2±39.5	124.5±36.9	125.0±36.9	124.4±36.1	123.8±33.5	119.8±26.4
$q$	0.8±0.8	0.7±0.6	0.7±0.6	0.7±0.6	0.7±0.5	0.7±0.5	0.9±0.4
SEYFERT 2							
$i(^{\circ})$	64.5±28.3	68.3±21.6	68.2±20.4	67.8±19.3	67.4±18.6	67.3±16.8	67.5±12.5
$\sigma(^{\circ})$	43.7±20.5	47.8±15.9	48.3±14.9	49.3±13.9	49.6±13.3	50.2±11.9	50.3±9.8
$N$	10.0±4.0	12.0±3.0	12.0±2.0	11.0±2.0	11.0±2.0	11.0±2.0	11.0±2.0
$Y$	46.2±34.1	53.4±32.6	52.7±31.2	52.8±30.2	52.7±29.5	52.7±27.9	53.6±23.4
$\tau_V(\text{mag})$	110.9±49.2	131.1±35.2	130.3±34.7	129.9±34.2	129.5±33.8	129.6±31.9	127.1±27.8
$q$	0.9±0.7	0.7±0.7	0.7±0.6	0.7±0.6	0.7±0.6	0.8±0.5	0.8±0.4

Como podemos notar, enquanto admitimos uma maior tolerância para as SEDs teóricas ajustadas, o desvio padrão dos parâmetros médios diminui, indicando que essas soluções tendem a se concentrar cada vez mais em torno do valor médio.

## 4.2 Análise dos Histogramas de Frequência

A fim de compararmos os parâmetros derivados do modelo CLUMPY para cada tipo de atividade, apresentaremos os histogramas de frequência para os seis parâmetros que caracterizam as SEDs teóricas:  $i$ ,  $\sigma$ ,  $N$ ,  $Y$ ,  $\tau_V$  e  $q$ . Para ilustrarmos a distribuição destes parâmetros, consideramos mais uma vez somente a melhor solução, ou seja, o mínimo  $\chi_{red}^2$  e o MAP, desta maneira cada galáxia contribui para os histogramas com seu respectivo melhor modelo CLUMPY ajustado, conforme mostramos na Figura 4.3. Juntamente com os histogramas apresentamos os valores médios e desvios em torno da média para ambas as classes de objetos.

Com o objetivo de comparar os nossos resultados com os disponíveis na literatura, faremos uma breve revisão do uso dos modelos CLUMPY por outros grupos. Por exemplo, nos trabalhos de Alonso-Herrero et al. (2011) e Ramos Almeida et al. (2011) os autores utilizam a aproximação bayesiana com o BayesCLUMPY para ajustar as SEDs no infravermelho e investigaram as propriedades do toroide em Sy 1 e Sy 2. Em Ramos Almeida et al. (2011) foram utilizados pontos fotométricos de 7 Sy 1, 11 Sy 2 e 3 *Seyfert* de tipo intermediário sem a preocupação de descontar os efeitos da galáxia hospedeira. Alonso-Herrero et al. (2011) possui uma amostra composta por dados fotométricos nas bandas  $J, H, K, L$  e  $M$  no infravermelho próximo e espectroscopia de alta resolução angular no MIR para 13 galáxias *Seyfert* próximas<sup>1</sup>. Mor et al. (2009) utilizou os modelos CLUMPY juntamente com modelos para a NLR e uma componente térmica de corpo negro para ajustar os espectros do IRS/*Spitzer* ( $\sim 2\text{--}35\mu\text{m}$ ) para uma amostra de 26 QSOs (do inglês *quasi-stellar objects*) luminosos de tipo 1. Lira et al. (2013) apresentam resultados dos ajustes dos modelos CLUMPY para observações no infravermelho próximo nas bandas  $J, H, K, L, M$  e  $N$  para uma amostra de 27 Sy 2 do catálogo de galáxias em  $12\mu\text{m}$  (Rush et al., 1993). Espectros do IRS/*Spitzer* também foram incluídos para melhor vincular os ajustes das SEDs. Abaixo comparamos os resultados para cada parâmetro derivados neste trabalho com os resultados dos trabalhos descritos acima.

Podemos ver na Figura 4.3 que o ângulo de inclinação relativo ao observador,  $i$ , aparenta ser maior para Sy 2 ( $\bar{i}(\text{Sy}2) = 64.5^\circ \pm 28.3^\circ$ ) que para Sy 1 ( $\bar{i}(\text{Sy}1) = 50.6^\circ \pm 31.4^\circ$ ). Esse parâmetro foi estudado em trabalhos anteriores cujos resultados são controversos aos encontrados aqui. Ramos Almeida et al. (2012) analisou uma amostra de 21 galáxias e não encontrou diferenças significativas para este parâmetro.

<sup>1</sup>A fotometria de banda larga disponível para cada galáxia no infravermelho próximo e no MIR, bem como os instrumentos utilizados para observação dos espectros no MIR podem ser conferidos na Tabela 2 de Alonso-Herrero et al. (2011).

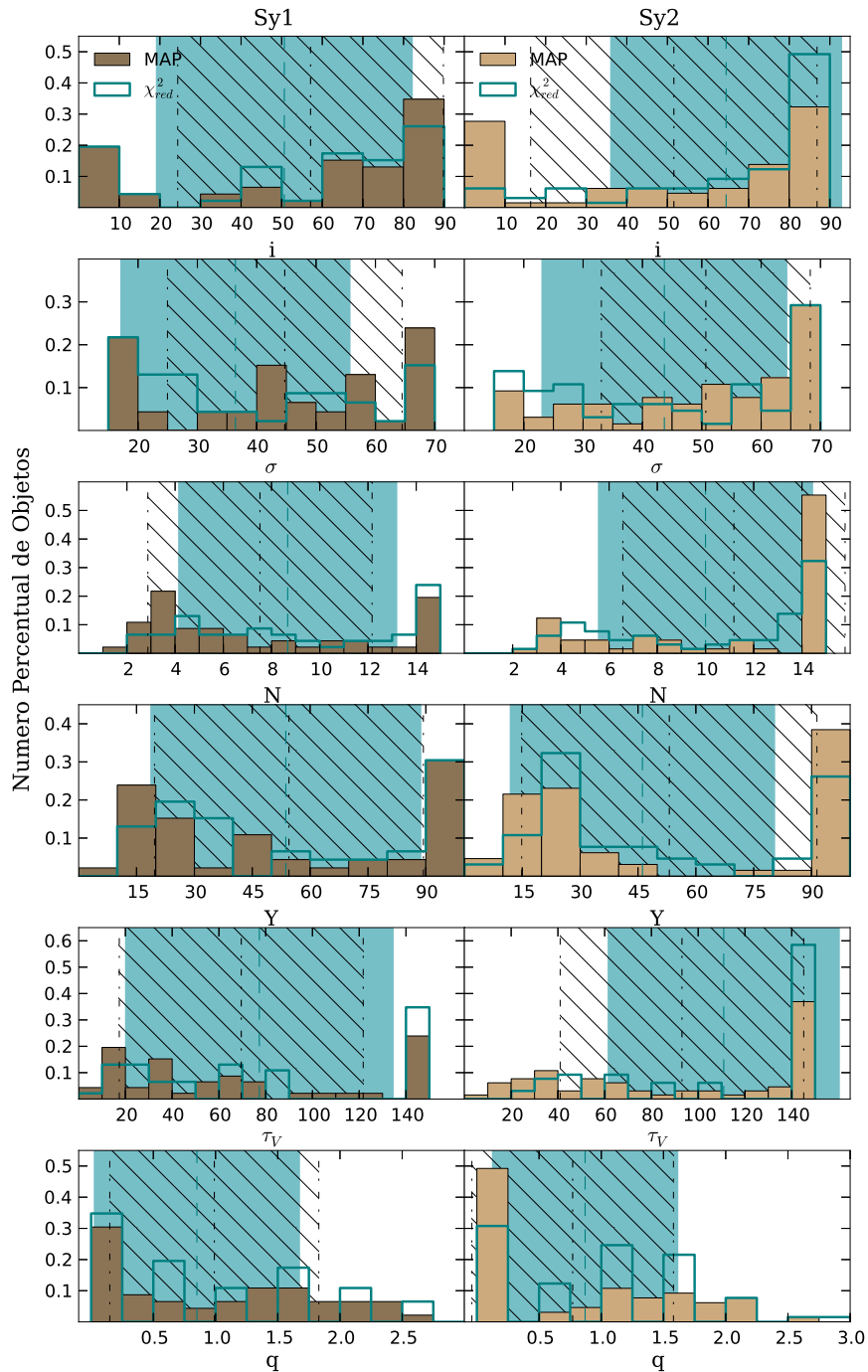


Figura 4.3: Apresentamos a distribuição dos histogramas de frequência para os parâmetros  $i$ ,  $\sigma$ ,  $N$ ,  $Y$ ,  $\tau_V$  e  $q$  do modelo CLUMPY. Os histogramas em marrom representam a distribuição do MAP derivados com o BayesCLUMPY e os histogramas de linha em azul mostram a melhor solução aplicando a teste de  $\chi^2_{red}$ . As distribuições para as 45 Sy1 se encontram à esquerda e as 65 Sy2 à direita em todos os painéis. As linhas de padrão “-.-” indicam o valor médio do MAP e seus desvios padrão, enquanto a área hachurada mostra o valor médio dos melhores  $\chi^2_{red}$  e o desvio padrão da média.



Juntamente com Alonso-Herrero et al. (2011), concluíram que objetos de tipo 2 poderiam ser visualizados em qualquer orientação, contanto que haja pelo menos uma nuvem obscurecendo a linha de visada do observador. Por outro lado, Mor et al. (2009), para uma amostra de 26 quasares PG de tipo 1 utilizando dados do *Spitzer/IRS*, encontrou  $\bar{i}=33^\circ$  e Lira et al. (2013) obteve valores típicos intermediários para  $i \gtrsim 40^\circ$  e que aproximadamente metade da sua amostra requer valores  $i \sim 70-90^\circ$  para as 27 galáxias Sy 2 estudadas. Nossos valores médios para este parâmetro sugerem que Sy 1 apresentam um viés para  $i$  ligeiramente menores que Sy 2, corroborando com o conceito de orientação do Modelo Unificado de AGNs.

De acordo com o formalismo adotado nos modelos CLUMPY, as nuvens de poeira seguem uma distribuição tipo gaussiana ao longo do equador, caracterizada por uma largura  $\sigma$ , que corresponde à largura angular do toroide. Nossos resultados mostram que não há diferenças significativas para a distribuição de  $\sigma$  nos diferentes tipos de atividade, sendo  $\bar{\sigma}(\text{Sy1}) = 36.4^\circ \pm 19.2^\circ$  e  $\bar{\sigma}(\text{Sy2}) = 43.7^\circ \pm 20.5^\circ$ . Levando em conta apenas os valores médios, esses resultados indicam que o toroide hospedado em uma Sy 1 possuem uma tendência a apresentar valores menores do que aqueles encontrados para as galáxias Sy 2. De fato, estes resultados estão de acordo com os encontrados por Ramos Almeida et al. (2011) e são ainda apoiados pelos resultados de Lira et al. (2013,  $\sigma > 40^\circ$ , para 70% das Sy 2) e Mor et al. (2009,  $\bar{\sigma} = 34^\circ$ , para suas fontes de tipo 1).

Em relação ao número de nuvens no equador, nós encontramos praticamente o mesmo resultado para ambos tipos de atividade, sendo  $\bar{N}(\text{Sy1}) = 9 \pm 4$  e  $\bar{N}(\text{Sy2}) = 10 \pm 4$ . Tais resultados estão de acordo com as previsões teóricas para galáxias *Seyfert* (Nenkova et al., 2008b). Além disto, resultados similares aos nossos foram obtidos em estudos anteriores de Alonso-Herrero et al. (2011) e Lira et al. (2013). Por outro lado, um número menor de nuvens é requerido para ajustar as SEDs de quasares da amostra (tipicamente  $N \sim 5$ , Mor et al., 2009). Sendo assim, nossos resultados reforçam a hipótese de um cenário evolutivo ao qual o número de nuvens pode depender do estágio que o toroide se encontra, assim como proposto por Alonso-Herrero et al. (2011).

Outro parâmetro fundamental é a extensão radial do toroide,  $Y$ , definida pela razão entre o raio externo  $R_o$  e o raio interno  $R_d$ ,  $Y = R_o/R_d$ . Os valores derivados para este parâmetro não apresentam diferenças significativas tanto em valores médios como na forma da distribuição (Figura 4.3). Define-se  $R_d$  como o raio de sublimação dos grãos de silicato e este pode ser calculado de acordo com a Equação 3.2. Para ambas as classes de objetos, a distribuição de  $Y$  é bastante alargada, com um con-

siderável número de objetos cujas soluções estão nas extremidades da distribuição, isto é, apresentam valores tanto para um toroide compacto ou muito extenso. Os valores médios derivados são  $\bar{Y}(\text{Sy1}) = 53.7 \pm 34.9$  e  $\bar{Y}(\text{Sy2}) = 46.1 \pm 34.1$ , contrariamente aos resultados obtidos por Alonso-Herrero et al. (2011), que requerem valores tipicamente menores  $Y \sim 10-15$  para os ajustes dos modelos CLUMPY. Usando estes valores, eles inferiram o tamanho físico do toroide de galáxias *Seyfert*, que deve ser entre  $\sim 1$  pc e 6 pc. Nossos resultados para a estimativa da dimensão toroidal apontam para os mesmos valores e serão discutidos na Seção 4.3.4.

Pode ser visto na Figura 4.3 que a distribuição da profundidade óptica individual das nuvens aponta para valores mais altos de  $\tau_V$ , sendo que em aproximadamente 60% das soluções ajustadas para galáxias Sy2 requerem  $\tau_V \sim 140$ , e esta classe apresenta um valor médio de  $\bar{\tau}_V(\text{Sy2}) = 111 \pm 49$  mag, enquanto que para as Sy1 encontramos  $\bar{\tau}_V(\text{Sy1}) = 77 \pm 57$  mag. Ambos resultados estão de acordo com a condição  $\tau_V \gtrsim 60$  dos modelos CLUMPY<sup>2</sup>, que requer tais valores para garantir que tenhamos nuvens opticamente espessas e uma probabilidade de escape dos fótons finita. Entretanto nossos resultados divergem dos encontrados na literatura, que tendem a ajustar valores menores de  $\tau_V$  para galáxias Sy2, como por exemplo, em Ramos Almeida et al. (2011) os valores típicos encontrados para as 14 galáxias Sy2 são da ordem de  $\tau_V \sim 30$  mag e para as 27 Sy2 do trabalho de Lira et al. (2013), os melhores ajustes em geral assumem valores menores ( $\tau_V \lesssim 25$ ).

A distribuição radial das nuvens é descrita pela lei de potência do tipo  $r^{-q}$ . Os histogramas para a distribuição do índice  $q$  para ambos os tipos de atividade mostram que as soluções são inclinadas a valores menores para este parâmetro, em geral  $0 < q < 1$ . Os valores próximos a  $q \sim 0$  indicam uma distribuição constante, indicando que o número de nuvens apresenta pouca dependência com a distância ao AGN central, já para valores  $q \sim 1$  a distribuição das nuvens cai com  $1/r$ . O valor médio derivado para os objetos Sy1 foi  $\bar{q}(\text{Sy1}) = 0.8$ , similar ao encontrado para as Sy2  $\bar{q}(\text{Sy2}) = 0.9$ . Os nossos resultados seguem a mesma tendência dos encontrados por Mor et al. (2009,  $\bar{q}=1$ ) e também por Lira et al. (2013,  $q \sim 0$ ), uma vez que a distribuição para este parâmetro é bastante espalhada conforme podemos ver nos histogramas da Figura 4.3, onde mais de 30% da amostra apresenta valores de  $q = 0$ .

Utilizando os valores da Tabela 4.1 podemos construir a SED teórica representativa do modelo médio derivado dos modelos CLUMPY típicos de Sy1 e Sy2.

<sup>2</sup>Devido a limites computacionais, os modelos CLUMPY assumem que todas as nuvens de poeira possuem a mesma profundidade óptica  $\tau_V$ .

Na Figura 4.4, mostramos no painel superior as SEDs que representam o modelo CLUMPY médio de uma Sy 1 e Sy 2. Com o objetivo de enfatizar as diferenças entre o toroide médio hospedado em uma Sy 1 e Sy 2, nos painéis inferiores também ilustramos um esboço do toroide de cada classe. Os valores para  $R_o$  foram calculados a partir da relação  $Y = R_o/R_d$  assumindo que o AGN de ambas as classes possui a mesma luminosidade bolométrica,  $L_{AGN} = 10^{45} \text{erg s}^{-1}$ , e que a temperatura de sublimação dos grãos de silicato é  $T_{\text{sub}} = 1500 \text{K}$ , o que nos leva a um valor  $R_d = 0.4 \text{pc}$ , de acordo com a Equação 3.2. Contudo,  $L_{AGN}$  foi calculada para cada galáxia, conforme descreveremos nas próximas seções.

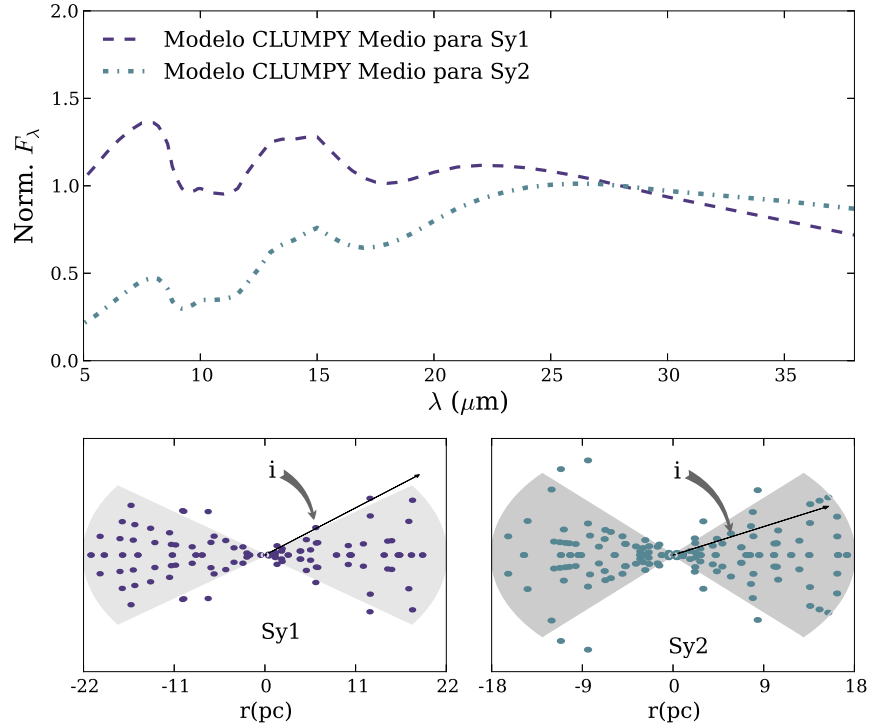


Figura 4.4: As duas curvas no painel superior representam as SEDs teóricas do modelo CLUMPY que são o resultado da combinação dos parâmetros médios derivados e listados na Tabela 4.1, tanto para Sy 1 como para Sy 2, ilustradas pela linha tracejada em roxo e pela linha pontilhada e tracejada em azul, respectivamente. Nos painéis inferiores apresentamos um esquema para um corte transversal do toroide a fim de ilustrar as principais diferenças entre as propriedades físicas entre Sy 1 (à esquerda) e Sy 2 (à direita).

### 4.3 Análise dos Parâmetros Indiretos

De acordo com o formalismo adotado na descrição dos modelos CLUMPY, podemos obter informações sobre outras propriedades do toroide e da fonte de radiação. A seguir discutiremos os resultados obtidos para os parâmetros derivados indiretamente conforme descrito na Seção 3.2.1 e suas distribuições são apresentadas nos histogramas de frequência da Figura 4.5. Com o intuito de facilitar a discussão dos resultados, chamaremos os parâmetros  $N_{obs}$ ,  $A_V$ ,  $N_H$  e  $M_{tor}$  de parâmetros de caracterização. Também discutiremos sobre os parâmetros resultado da geometria, como a probabilidade de escape do fóton,  $P_{esc}$  e o fator de preenchimento,  $C_T$ , bem como sobre como derivamos a dimensão do toroide a partir da determinação da luminosidade bolométrica do AGN.

#### 4.3.1 Parâmetros de Caracterização

A geometria do modelo descreve as nuvens mais concentradas nas proximidades da fonte central e próximas ao plano equatorial, sendo distribuídas ao longo do toroide de forma similar a uma distribuição gaussiana. Sendo assim, espera-se observar um número maior de nuvens na linha de visada para ângulos de inclinação próximos ao equador. De fato, encontramos que as galáxias Sy 1 tendem a apresentar um número menor de nuvens ao longo da linha de visada,  $\bar{N}_{obs}(Sy1) = 3 \pm 4$  enquanto que as Sy 2 requerem um número maior de nuvens ( $\bar{N}_{obs}(Sy2) = 7 \pm 5$ ), a fim de atenuar a emissão de raios-X proveniente do AGN.

Uma vez que tenhamos encontrado diferenças entre os parâmetros  $N_{obs}$  e  $\tau_V$  em relação ao tipo de atividade, essas diferenças tornam-se ainda mais evidentes quando analisamos a extinção ao longo da linha de visada,  $A_V$ . Os valores médios derivados para Sy 1,  $\bar{A}_V(Sy1) = 287$  mag, são muito menores que os encontrados para as Sy 2,  $\bar{A}_V(Sy2) = 899$  mag e principalmente para o caso das Sy 2 podemos notar que existe uma distribuição amplamente alargada para este parâmetro. Este valor médio de  $A_V$  derivado para Sy 2 pode ser explicado pelo número de nuvens na linha de visada  $N_{obs} \sim 7$  necessário e por termos encontrado nuvens opticamente mais espessas nesta classe de objeto ( $\bar{\tau}_V \sim 111$ ). Tais resultados podem ser utilizados para determinar a densidade colunar de hidrogênio,  $N_H$ . Os valores médios encontrados foram  $\bar{N}_H(Sy1) = 5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  e  $\bar{N}_H(Sy2) = 1.6 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ , apontando para  $N_H$  uma ordem de magnitude maior nas Sy 2.

O fato de encontrarmos que as propriedades das nuvens são diferentes para galáxias Sy 1 e Sy 2 contradiz a premissa do MU, de que os AGNs são *intrinse-*

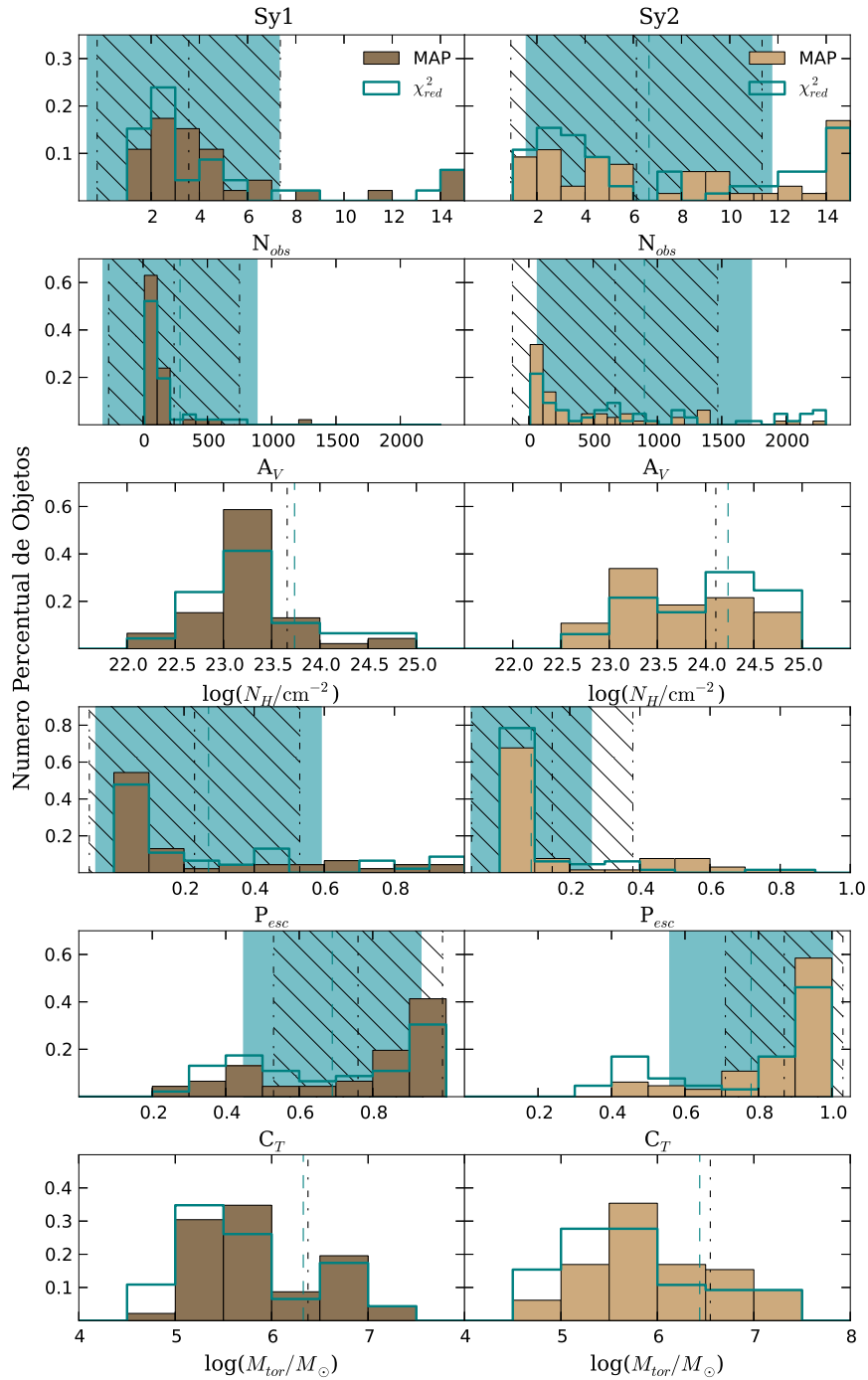


Figura 4.5: Histograma de frequência para os parâmetros derivados indiretamente:  $N_{obs}$ ,  $A_V$ ,  $N_H^{(eq)}$ ,  $P_{esc}$ ,  $C_T$  e  $M_{tor}$ . As informações estão organizadas da mesma maneira da Figura 4.3. Para  $N_H^{(eq)}$  e  $M_{tor}$  não apresentamos os desvios da média.

*amente* iguais e que suas diferenças seriam explicadas somente pela orientação em que o AGN é observado. Os resultados encontrados indicam que as Sy 2 possuem nuvens com profundidades ópticas maiores, e por conseguinte, a extinção para esta classe de objeto deve ser mais acentuada, a fim de obscurecer a região central. Se por um lado, encontramos maior número de nuvens na linha de visada para Sy 2, conforme o esperado pela geometria do modelo de nuvens, estas por sua vez possuem propriedades ópticas diferentes, isto é, o número de nuvens na linha de visada do observador que estão obscurecendo o AGN é fundamental para determinar a classe de objeto, porém, também depende da atenuação causada por cada nuvem.

Para as massas totais do toroide, obtivemos um resultado semelhante ao encontrado por Lira et al. (2013), derivando valores no intervalo de  $10^4 < M_{tor} < 10^7 M_{\odot}$  para ambos os tipos de atividade. Os valores médios encontrados utilizando a Equação 3.8 para a massa do toroide de Sy 1,  $\bar{M}_{tor}(Sy1) = 2.1 \times 10^6 M_{\odot}$ , são bastante semelhantes aos calculados para Sy 2,  $\bar{M}_{tor}(Sy2) = 2.7 \times 10^6 M_{\odot}$ .

### 4.3.2 Probabilidade do AGN

Segundo o formalismo adotado em (Nenkova et al., 2008a,b), a emissão proveniente das nuvens individuais consiste em uma chave fundamental para entender a emissão emergente do toroide no infravermelho. A radiação no infravermelho pode ser produzida a partir de nuvens diretamente iluminadas pelos fótons originados no AGN ou a partir da face não iluminada de nuvens aquecidas pela emissão de nuvens mais internas. Ademais, a emissão observada também depende da probabilidade de um fóton emitido pelo AGN conseguir percorrer livremente ao longo do caminho sem ser absorvido, e portanto,  $P_{esc}$  constitui em uma peça importante para descrever a emissão toroidal. De acordo com a Equação 3.6, quando temos nuvens opticamente espessas, essa probabilidade é uma função não-linear dos parâmetros  $\sigma$ ,  $\beta$  e  $N$  do toroide e para analisarmos essa dependência, apresentamos os resultados do nosso ajuste das observações no MIR para  $\sigma$  e  $\beta$ , usando um valor representativo de  $N=10$  para calcular as curvas de  $P_{esc}$ , como pode ser visto na Figura 4.6 para variações de 10% do melhor  $\chi_{red}^2$ .

Conforme podemos ver nas Figuras 4.5 e 4.6, cerca de 80% das galáxias Sy 2 apresentam  $P_{esc} \lesssim 10\%$  de acordo com o esperado para esta classe, pois, em geral, são objetos visualizados em ângulos de inclinação *edge-on*. No entanto, a distribuição de  $P_{esc}$  é bastante espalhada para Sy 1 e pode ser interpretada pela grande variação dos parâmetros, tanto para  $\sigma$  como para  $\beta$ , para os ajustes das galáxias de tipo 1 da nossa amostra. Para estas, encontramos o valor médio de  $\bar{P}_{esc}(Sy1) = 0.3$ ,

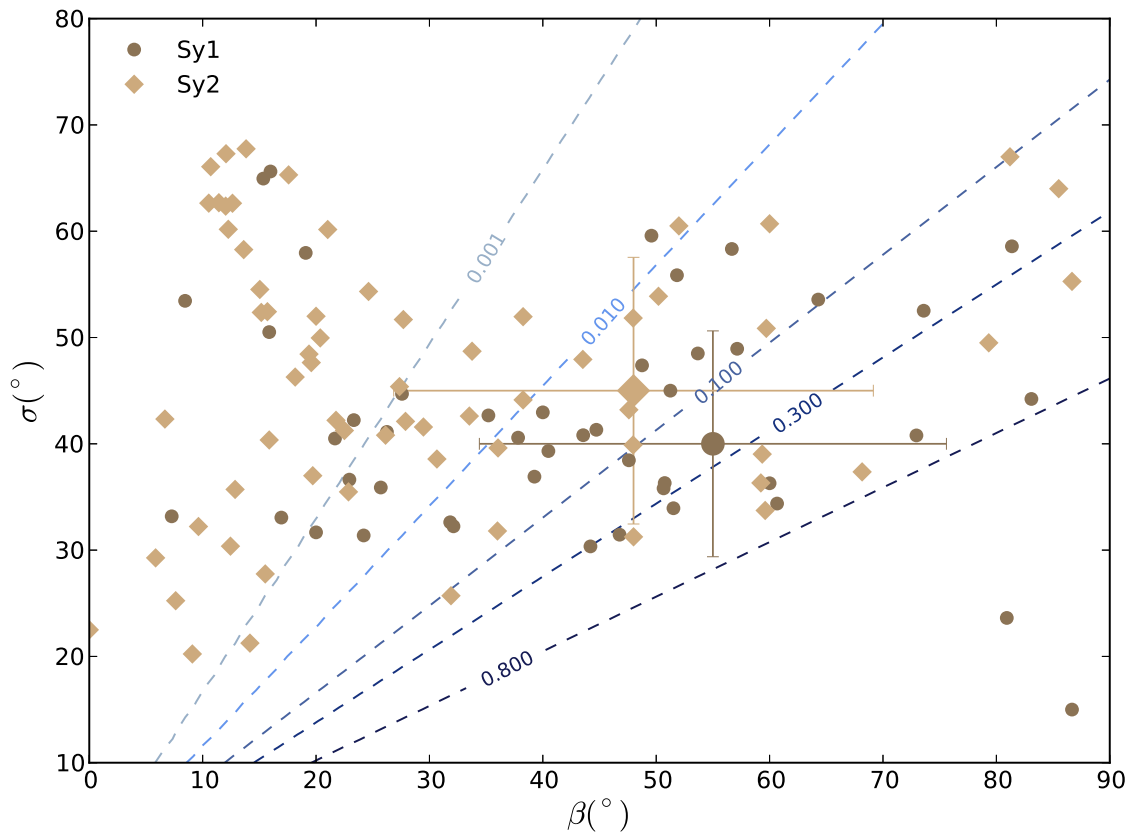


Figura 4.6: A figura ilustra a distribuição da probabilidade de escape dos fótons,  $P_{esc}$ , em função do ângulo de inclinação  $\beta = \pi/2 - i$  e da abertura toroidal  $\sigma$ , de acordo com a Equação 3.6 para ambas as classes. As galáxias Sy 1 estão representadas pelos círculos enquanto que as Sy 2 são ilustradas pelos losangos. Para calcular as curvas de  $P_{esc}$  utilizamos o valor  $N=10$ , que é representativo aos resultados para a nossa amostra. Como esperado pela natureza dos modelos CLUMPY e pela proposta do MU, a maioria dos objetos de tipo 2 se encontram em valores menores de  $P_{esc}$ .

indicando que, em média, um fóton originado no centro do AGN tem  $\sim 30\%$  de chance de escapar sem ser absorvido por alguma nuvem quando seu caminho pelo toroide é mais próximo a ângulos de inclinação *pole-on*.

### 4.3.3 Fator de Preenchimento

Uma propriedade importante da distribuição toroidal em torno do AGN é o fator de preenchimento  $C_T$ . Sua definição a partir da Equação 3.7 resulta da natureza probabilística e da geometria dos modelos CLUMPY e pode ser interpretada como a fração do céu que cobre a fonte central com um material obscurecedor, ou de acordo com Nenkova et al. (2008a), a fração de observadores distribuídos aleatoriamente, cuja visão do centro do AGN é bloqueada, ou seja, que observa um objeto de tipo 2.  $C_T$  pode também ser decisivo para a classificação de um AGN, porque uma galáxia com um fator de cobertura menor tem uma maior probabilidade de ser visto como tipo 1 e o contrário para as galáxias Sy 2. Muitas questões ainda estão abertas relativas à definição do fator de preenchimento *intrínseco* de uma galáxia, se o fator de preenchimento geométrico  $C_T$  dos modelos de Nenkova et al. são relacionados com o fator de preenchimento da poeira, proposto por Maiolino et al. (2007) (definido como a razão entre o componente térmica e a contribuição AGN). Dado que o fator de preenchimento indica a fração da luminosidade do AGN que é absorvida pelo toroide e convertida no infravermelho, a luminosidade do AGN no infravermelho é então  $C_T L_{AGN}$  (Elitzur, 2012). Assim, AGNs de tipo 2 tendem a ter luminosidades no infravermelho intrinsecamente superiores aos objetos de tipo 1. Entretanto, contrariamente a estas expectativas que preveem uma grande anisotropia em  $\lambda \lesssim 8\mu\text{m}$ , observações do Spitzer neste regime de comprimento de onda mostram uma grande semelhança entre os fluxos no IR de AGNs de tipo 1 e 2.

O  $C_T$  geométrico pode ser interpretado como o “verdadeiro” fator de preenchimento do toroide pois é independente do ângulo de visualização do observador  $i$ , mas, por outro lado,  $C_T$  depende da largura angular e do número de nuvens no plano equatorial do toroide. A fim de investigar sua relação entre as distribuições de  $\sigma$  e  $N$ , na Figura 4.7 mostramos os resultados dos modelos ajustados no plano  $\sigma$  versus  $N$  para as soluções dentro de variações de 10% das melhores soluções de  $\chi_{red}^2$  para cada galáxia da nossa amostra, juntamente com as curvas de contorno de  $C_T$ . As curvas foram calculadas de acordo com a Equação 3.7 e segundo Elitzur (2012) e Alonso-Herrero et al. (2011), espera-se encontrar valores mais elevados para Sy 2 ( $C_T \gtrsim 0.7$ ) no plano e moderados para Sy 1 ( $C_T \sim 0.4-0.5$ ).

Para as galáxias Sy 2, de fato encontramos os pontos distribuídos mais acima e



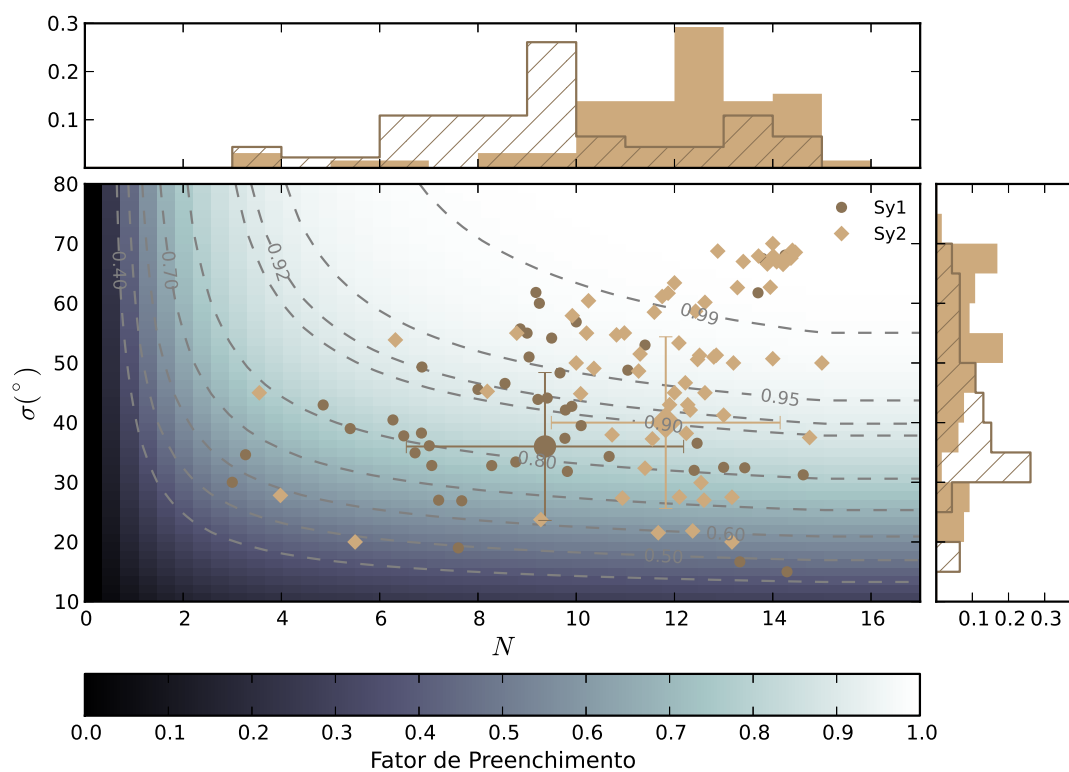


Figura 4.7: O gráfico apresenta a distribuição de  $N$  versus  $\sigma$  e a relação com o fator de preenchimento  $C_T$ . As curvas de  $C_T$  são representadas para valores de 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 0.92, 0.95 e 0.99 de acordo com a Equação 3.7. Os losangos representam os objetos Sy 1 e os círculos as Sy 2. Os histogramas para a distribuição de  $N$  e  $\sigma$  são inseridas acima e à direita do gráfico principal, respectivamente, para ambos os tipos de atividade. Como discutido por Elitzur (2012), objetos de tipo 2 são distribuídos em regiões de maior  $C_T$  do que os de tipo 1.

à direita no plano, ou seja, para valores próximos de  $C_T \sim 1$ . De acordo com as distribuições apresentadas nos histogramas da Figura 4.5, cerca de 50% das Sy2 apresentam  $C_T \sim 0.9-1.0$ , e para esta classe obteve-se o valor médio  $\bar{C}_T(\text{Sy2}) = 0.8 \pm 0.2$ . Os resultados para os objetos de tipo 2 apresentam uma boa concordância com os valores encontrados por Ramos Almeida et al. (2011).

No entanto, a distribuição das galáxias Sy1 no gráfico também está concentrada em regiões com valores altos de  $C_T$ , e derivamos o valor médio  $\bar{C}_T(\text{Sy1}) = 0.7 \pm 0.2$ , maior do que era esperado pelos resultados encontrados na literatura para fontes de tipo 1. Ramos Almeida et al. (2011) encontrou valores típicos de  $C_T \sim 0.4-0.5$  para as galáxias Sy1 de sua amostra e Mor et al. (2009) obteve um valor médio ainda menor ( $\sim 0.3$ ) para a amostra de quasares PG de tipo 1. Pode-se notar que existe alguns pontos bastante espalhados no plano  $N-\sigma$ , porém este fato pode ser atribuído à natureza probabilística do formalismo de nuvens. Trabalhos anteriores (Alonso-Herrero et al., 2011, Ramos Almeida et al., 2011) foram os primeiros a observar que Sy1 se encontram *preferencialmente* em valores menores de  $C_T$  e objetos de tipo 2 em valores maiores, ou seja, AGNs de Tipo 1 e Tipo 2 ocupam diferentes regiões no plano  $\sigma-N$ . Porém esse resultado não é nitidamente encontrado utilizando os dados da nossa amostra, conforme vemos na Figura 4.7, existe uma leve concentração de Sy2 em maiores valores de  $C_T$ , mas essa diferença não é tão pronunciada.

Por ser uma propriedade intrínseca do AGN e independente da observação, Elitzur (2012) argumenta que estudos estatísticos de AGNs não podem ser considerados completamente verdadeiros, uma vez que ainda não sabemos a real distribuição do fator de preenchimento.

#### 4.3.4 Luminosidade Bolométrica do AGN e Dimensões do Toroide

A partir do ajuste das SEDs teóricas do modelos CLUMPY, que estão escritas na forma  $\lambda F_\lambda / F_{AGN}$ , a luminosidade bolométrica do AGN,  $L_{AGN}$ , que está iluminando o toroide pode ser encontrada a partir de

$$\lambda_{obs} F_{obs,\lambda} = \Theta \frac{\lambda_{mod} F_{mod,\lambda}}{F_{AGN}} \quad (4.1)$$

onde  $\Theta$  é o fator de escala necessário para deslocar o modelo aos pontos das SEDs observadas e deve possuir unidades de  $\lambda F_\lambda$  (por exemplo  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ), visto que o último termo é adimensional. Aplicando a relação  $L_{AGN} = 4\pi D^2 \Theta$ , chegamos no valor desejado. Uma vez que tenhamos calculado  $L_{AGN}$  para todas as galáxias da

amostra, podemos utilizar a Equação 3.2 para estimar o raio interno. Para tal, assumimos que a temperatura de sublimação dos grãos de silicato é  $T_{sub} = 1500$  K. Sendo assim, para determinar o raio que delimita o toroide, basta aplicar a relação  $Y = R_o/R_d$ .

Na Figura 4.8 apresentamos os histogramas para as distribuições de  $L_{AGN}$ ,  $R_d$  e  $R_o$  para cada tipo de atividade. Os histogramas preenchidos em roxo representam as distribuições para Sy 1 e os tracejados em azul indicam as distribuições para Sy 2. Como podemos ver não há diferenças significativas entre galáxias de tipo 1 e tipo 2 para as distribuições dos parâmetros físicos calculados. Em geral, os valores estimados para a luminosidade bolométrica do AGN variam entre  $42 < \log(L_{AGN}) < 46$ , e os valores médios em ambas as classes são tipicamente da ordem  $L_{AGN} \sim 10^{44}$ . Já para o raio de sublimação, ou raio que delimita a borda interna do toroide encontramos valores médios  $R_d(\text{Sy}1) = 0.12$  para as galáxias Sy 1 e  $R_d(\text{Sy}2) = 0.16$  pc para as Sy 2, o que nos leva a derivar valores médios para o raio externo bastante próximos aos derivados por Alonso-Herrero et al. (2011), sendo  $R_o(\text{Sy}1) \sim 5$  pc e  $R_o(\text{Sy}2) \sim 6$  pc, sendo que em ambas as classes estima-se que cerca de 50% das galáxias possuem um raio para toroide  $r < 2.5$  pc.

Os resultados obtidos em nosso trabalho concordam com os valores encontrados para galáxias *Seyfert* por Alonso-Herrero et al. (2011) e Lira et al. (2013). Combinando a luminosidade bolométrica do AGN obtida dos modelos e os valores de  $Y$ , ambos trabalhos inferiram que os raios físicos do toroide de galáxias *Seyfert* estão entre  $\sim 1$  pc e 6 pc. Os tamanhos físicos derivados são consistentes com as observações interferométricas no MIR que indicam que o toroide é relativamente compacto (da ordem de alguns parsec, Tristram et al., 2007, 2009, Burtscher et al., 2009, Raban et al., 2009).

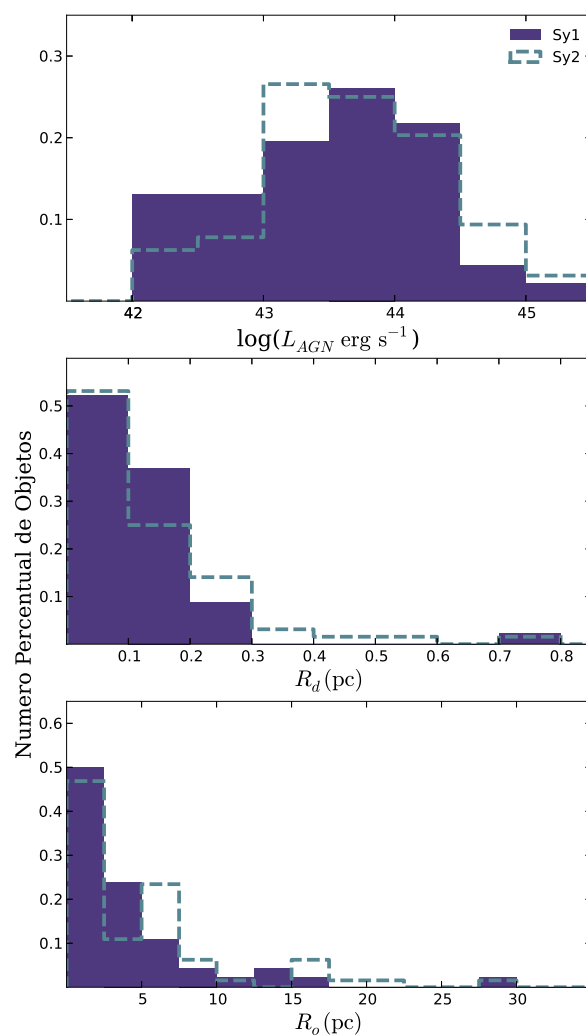


Figura 4.8: Os histogramas acima mostram as distribuições da luminosidade bolométrica do AGN,  $L_{AGN}$ , e das dimensões do toroide, delimitadas pelo raio interno  $R_d$  e o raio externo  $R_o$ . Os histogramas preenchidos em roxo representam as distribuições para Sy1 e os tracejados em azul indicam as distribuições para Sy2.

# Capítulo 5

## Considerações Finais

Neste trabalho propomos investigar as propriedades físicas da geometria toroidal proposta pelo Modelo Unificado de AGNs para 46 Sy1 e 65 Sy2. Nossa amostra consiste em todas as galáxias *Seyfert* que possuem observações espectroscópicas disponíveis na base de dados do *Spitzer* no intervalo do MIR (5-38  $\mu\text{m}$ ) com o instrumento IRS. A fim de isolarmos apenas a emissão nuclear dos espectros observados, aplicamos um método de remoção da contribuição galáxia hospedeira, subtraindo a emissão bandas de PAHs através do código de decomposição espectral dos espectros do IRS no intervalo do MIR.

Recentemente, diversos esforços vêm sendo realizados para calcular a emissão toroide considerando a poeira distribuída em forma de nuvens. Nos últimos anos, um dos trabalhos que tem reproduzido com sucesso as SEDs observadas são os modelos CLUMPY desenvolvidos por Nenkova et al. (2008a,b) e por este motivo escolhemos utilizar estes modelos a fim de analisar as diferenças entre galáxias Sy1 e Sy2.

Segundo o cenário do Modelo Unificado de AGNs, as diferenças constatadas em algumas propriedades das SEDs das diversas classes de AGNs são meramente ocasionadas pela orientação do observador, portanto, esperava-se que o ângulo de inclinação do observador  $i$  relativo ao plano equatorial do toroide fosse o principal parâmetro na distinção entre os objetos de Tipo 1 e Tipo 2. De fato, foram encontradas diferenças nos valores médios obtidos para este parâmetro, onde  $\bar{i} \sim 50^\circ$  para Sy1 e  $\bar{i} \sim 65^\circ$  para Sy2, ou seja, Sy2 são *preferencialmente* visualizadas em linhas de visada maiores. Entretanto, a distribuição para este parâmetro mostra que as SEDs de Sy1 são bem reproduzidas tanto para ângulos menores quanto para ângulos próximos ao equador toroidal.

As galáxias Sy1 parecem apresentar toroides, em média, mais estreitos que as

Sy2, visto que a largura angular derivada para esta classe foi de  $\sigma(Sy1) \sim 44^\circ$ , enquanto que as Sy2 apresentam valores médios ligeiramente menores, da ordem de  $\sigma \sim 36^\circ$ . Entretanto, o tamanho físico derivado para o toroide é praticamente o mesmo para ambos os tipos de atividade, onde encontramos que  $R_o \sim 1-6$  pc. Estes valores indicam que o toroide é um objeto relativamente compacto e estão de acordo com resultados encontrados por outros autores e com observações interferométricas no MIR. As massas do toroide variam de  $M_{tor} \sim 10^4-10^7 M_\odot$  para ambas as classes.

Considerando as propriedades das nuvens, os toroides das Sy 1 e Sy 2 apresentam o mesmo número de nuvens ao longo equador,  $N \sim 10$ . Entretanto, necessita-se um maior número de nuvens obscurecendo a fonte central na linha de visada do observador para reproduzir as características das SEDs de objetos de tipo 2, em média,  $N_{obs} \sim 7$  para Sy2 e  $N_{obs} \sim 3$  para as galáxias Sy 1 e que as nuvens das Sy 2 possuem profundidades ópticas maiores, da ordem de  $\tau_V \sim 111$  enquanto que as Sy 1 requerem  $\tau_V \sim 77$ . Combinando estes resultados para  $N_{obs}$  e  $\tau_V$ , podemos afirmar que o obscurecimento observado nas fontes de tipo 2 requer valores de extinção maiores, com um valor médio de  $A_V \sim 900$ , enquanto que para as Sy 1 a média encontrada é de  $\sim 290$ .

Propriedades derivadas a partir da simetria e natureza randômica da distribuição das nuvens do toroide,  $C_T$  e  $P_{esc}$ , indicam que um fóton originado no AGN de uma galáxia Sy1 tem tipicamente 30% de probabilidade de escapar do toroide e ser visualizado diretamente pelo observador, enquanto que para Sy2 este valor é de 10%. O fator de preenchimento geométrico, concordam com as previsões para Sy 2, indicando valores  $C_T \sim 1$  para esta classe. No entanto, os valores médios derivados para Sy1 também tendem para valores altos ( $C_T \sim 0.7$ ), e são maiores do que os encontrados em trabalhos anteriores (por exemplo, em Alonso-Herrero et al., 2011, Ramos Almeida et al., 2011).

Podemos concluir que nossos resultados seguem a dependência de orientação do cenário de unificação, pois em geral as Sy2 são observadas para  $i$  mais próximos ao equador toroidal e que de fato ambos os tipos de atividade compartilham diversas propriedades para a geometria toroidal, pois apresentam o mesmo número de nuvens no equador ( $N \sim 10$ ), distribuídas radialmente pelo toroide de forma semelhante ( $q \sim 0 - 1$ ) e os tamanhos físicos e massas derivados são similares ( $\sim 1-6$  pc e  $M_{tor} \sim 10^6 M_\odot$ ). Entretanto, encontramos que as propriedades das nuvens do toroide de Sy 1 e Sy 2 são diferentes, de modo que no contexto adotado no formalismo dos modelos de Nenkova et al. (2008a,b), necessitamos valores de  $\tau_V$  maiores para reproduzir as SEDs observadas das galáxias Sy 2. Este resultado aponta para o fato

que para obscurecer o AGN de uma galáxia de tipo 2, além de um maior número de nuvens na linha de visada do observador, estas nuvens devem possuir propriedades físicas distintas. Outro ponto em que encontramos divergências, porém não tão acentuadas, é para a largura angular do toroide, onde as Sy1 hospeda estruturas toroidais ligeiramente mais estreitas que as hospedadas por Sy2.

Os resultados apresentados neste trabalho indicam que os parâmetros geométricos do toroide são bastante parecidos para os dois tipos de atividade, corroborando com a proposta do MU. No entanto, as propriedades físicas das nuvens que compõem a estrutura toroidal, tal como  $\tau_V$ , são dominantes para a determinação do tipo de atividade nuclear observada, sendo assim forte indicativo de que Sy1 e Sy2 não são intrinsecamente o mesmo tipo de objeto. Deste modo, tanto as propriedades físicas das nuvens quanto efeitos de orientação podem ser cruciais para caracterizar uma galáxia como Sy1 ou Sy2.

# Apêndice A

## Conversões de Unidades

### A.1 Conversão das Extrações dos Espectros das Imagens do IRS *Spitzer* para Unidades de Fluxo em Jy

As imagens dos dados de BCD do *Spitzer* são em unidades de densidade de fluxo por área do pixel, expressas em  $MJy/sr$  onde  $sr$  é o ângulo sólido. Quando extraímos os espectros dos cubos de dados construídos com o CUBISM para uma determinada abertura, estamos interessados em expressar as unidades em apenas densidade de fluxo (Jy), para isso, precisamos determinar qual a área em  $sr$  correspondente à extração em  $arcsec$ . 1 esferorradiano é  $1 sr = 1 rad^2 = (2.06 \times 10^5)^2 arcsec^2 = 4.25 \times 10^{10} arcsec^2$ . Assim, temos que:

$$1 \frac{MJy}{sr} = \frac{1 \times 10^6}{4.25 \times 10^{10}} \frac{Jy}{arcsec^2} = 2.35 \times 10^{-5} \frac{Jy}{arcsec^2}$$

Cada fenda do IRS possui escala de pixel  $\theta$  diferente, sendo  $\theta = 1.8''/\text{pixel}$  para SL e  $\theta = 5.1''/\text{pixel}$  para LL. Assim a área de 1 pixel em  $arcsec^2$  é  $\theta^2$  e multiplicando pelo número de pixels utilizados,  $N$ , temos então a seguinte relação:

$$x \left( \frac{MJy}{sr} \right) \times \frac{2.35 \times 10^{-5} Jy sr}{arcsec^2 MJy} \times \frac{\theta^2 arcsec^2}{pixel} \times N_{\text{pixel}} = y (Jy)$$

assim, para uma valor de contagem  $x$  em  $MJy/sr$  calculamos sua conversão  $y$  em Jy.



## A.2 Conversão de $F_\nu$ para Unidades de $F_\lambda$

As unidades utilizadas nos espectros do *Spitzer* se encontram em Janskys. O Jansky (Jy) é uma unidade de densidade de fluxo representada por  $F_\nu$  e se quisermos escrever  $F_\nu$  em unidades cgs, temos que  $1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ . Para converter em unidades de  $F_\lambda$  temos que:

$$\frac{dF}{d\lambda} = \frac{dF}{d\nu} \left| \frac{d\nu}{d\lambda} \right|$$

sendo  $|d\nu/d\lambda| = c/\lambda^2$ , encontramos que

$$F_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} F_\nu$$

Assim, para  $\lambda$  em  $\mu\text{m}$  e  $F_\nu$  em Jy:

$$F_\lambda = \frac{2.9986 \times 10^8 [\text{m s}^{-1}]}{(\lambda [\mu\text{m}])^2} F_\nu [\text{Jy}] = \frac{2.9986 \times 10^8 [\text{m s}^{-1}]}{\lambda^2 \times 10^{-12} [\text{m}^2]} F_\nu [\text{Jy}] = \frac{2.99 \times 10^{20} [\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}]}{\lambda^2} F_\nu [\text{Jy}]$$

Substituindo  $F_\nu$  em Jy pelas unidades em cgs:

$$F_\lambda = \frac{2.99 \times 10^{20} [\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}]}{\lambda^2} \times 10^{-23} [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}] F_\nu = \frac{2.99 \times 10^{-3}}{\lambda^2} F_\nu [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ m}^{-1}]$$

Sabendo que  $1 \text{ m}^{-1} = 10^{-10} \text{ \AA}$ :

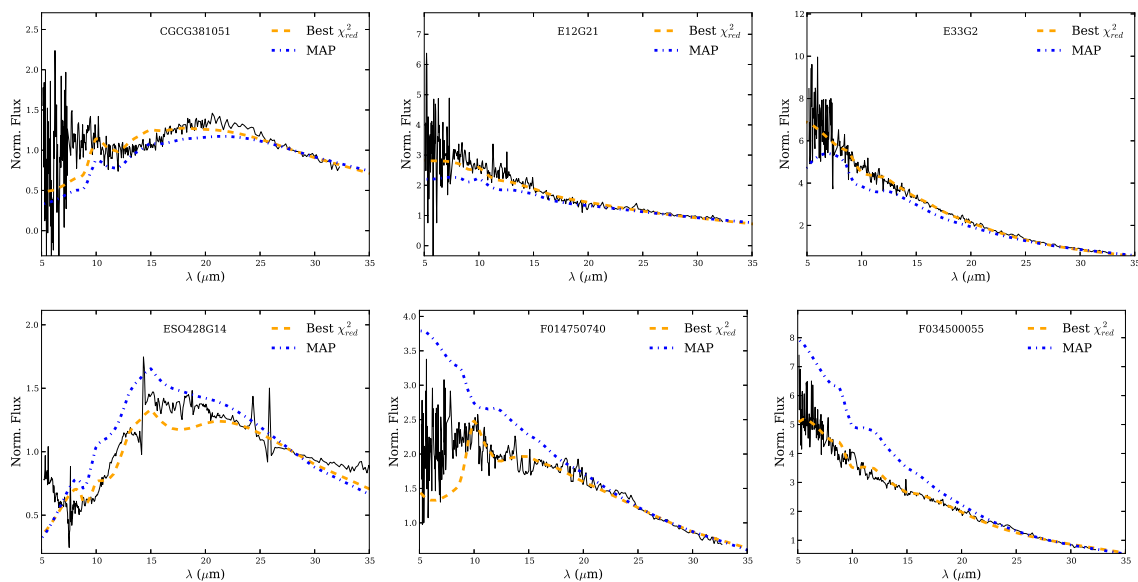
$$F_\lambda = 2.99 \times 10^{-13} \frac{F_\nu}{\lambda^2} [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}]$$

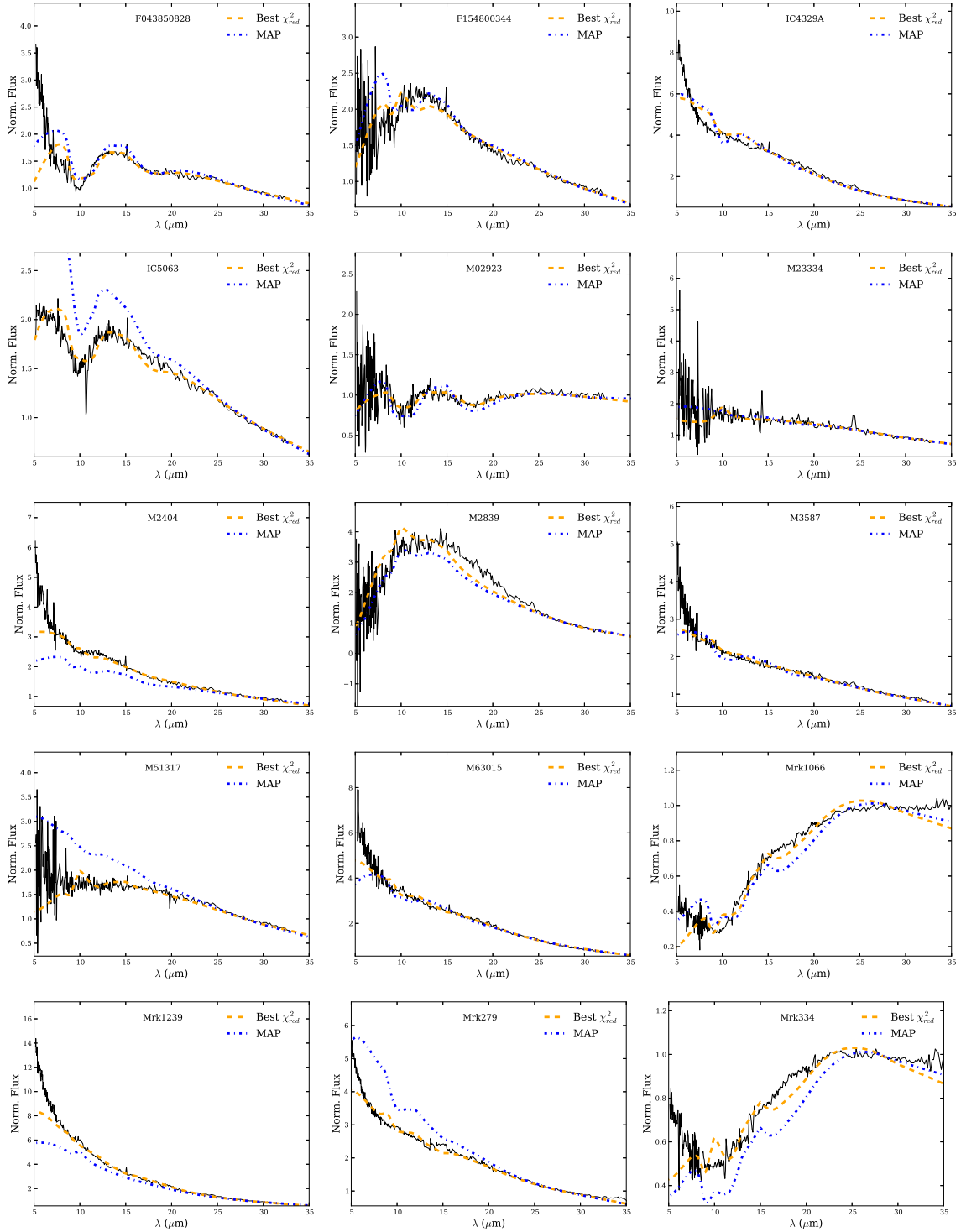
Sendo assim, para converter os espectros do IRS em Jy para unidades de  $F_\lambda$ , basta aplicar a relação acima onde  $\lambda$  está em  $\mu\text{m}$  e  $F_\nu$  em Jy.

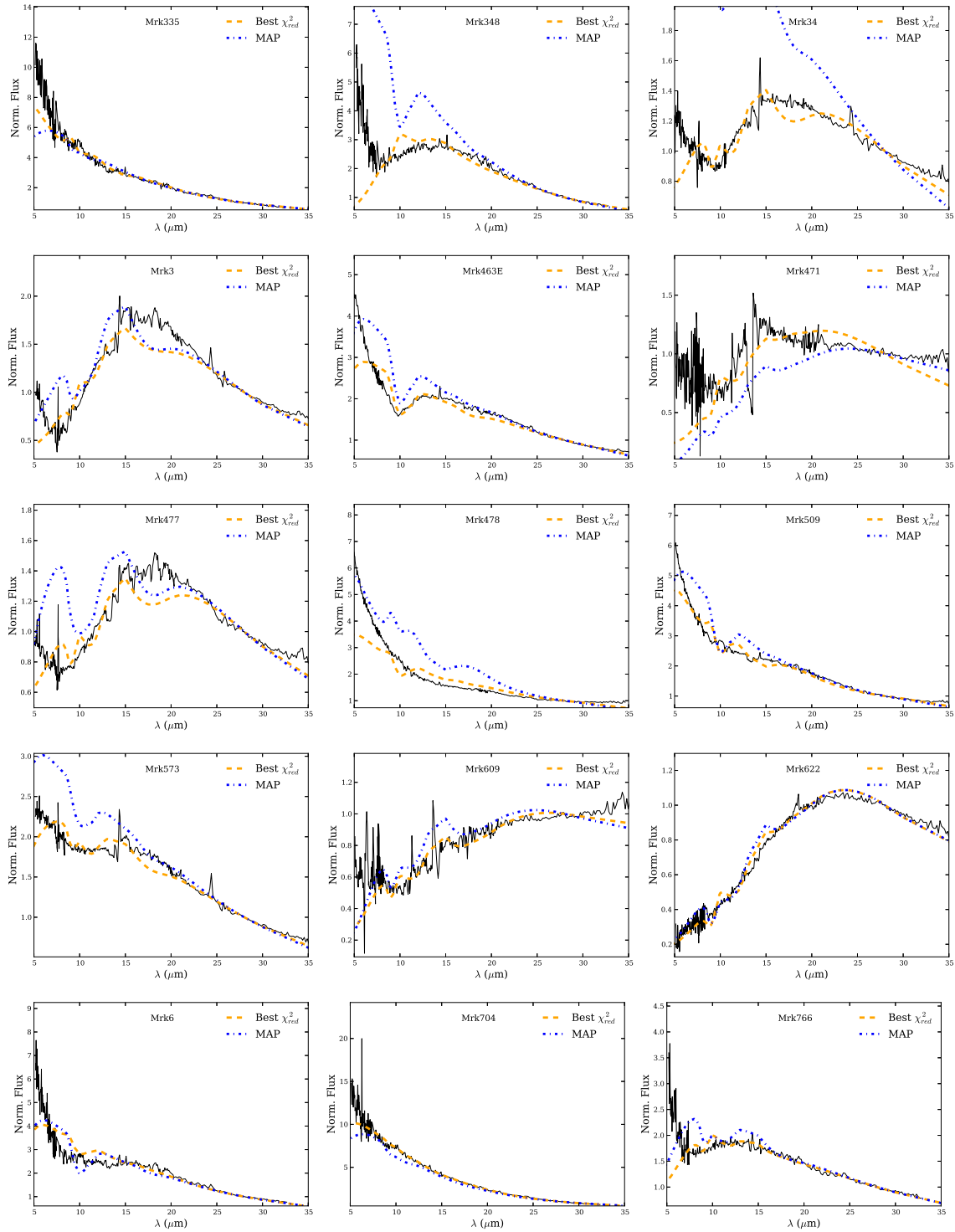
# Apêndice B

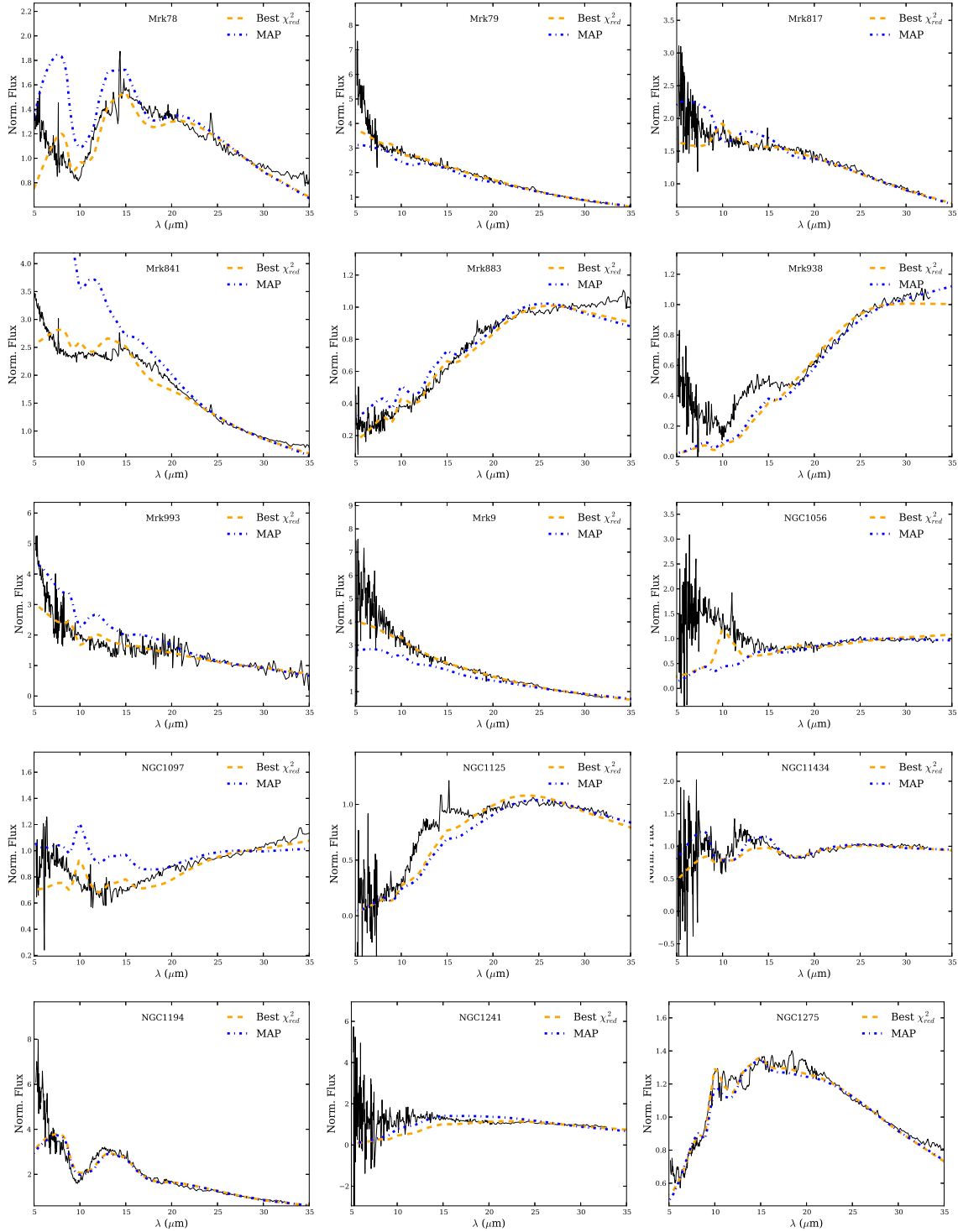
## Ajustes

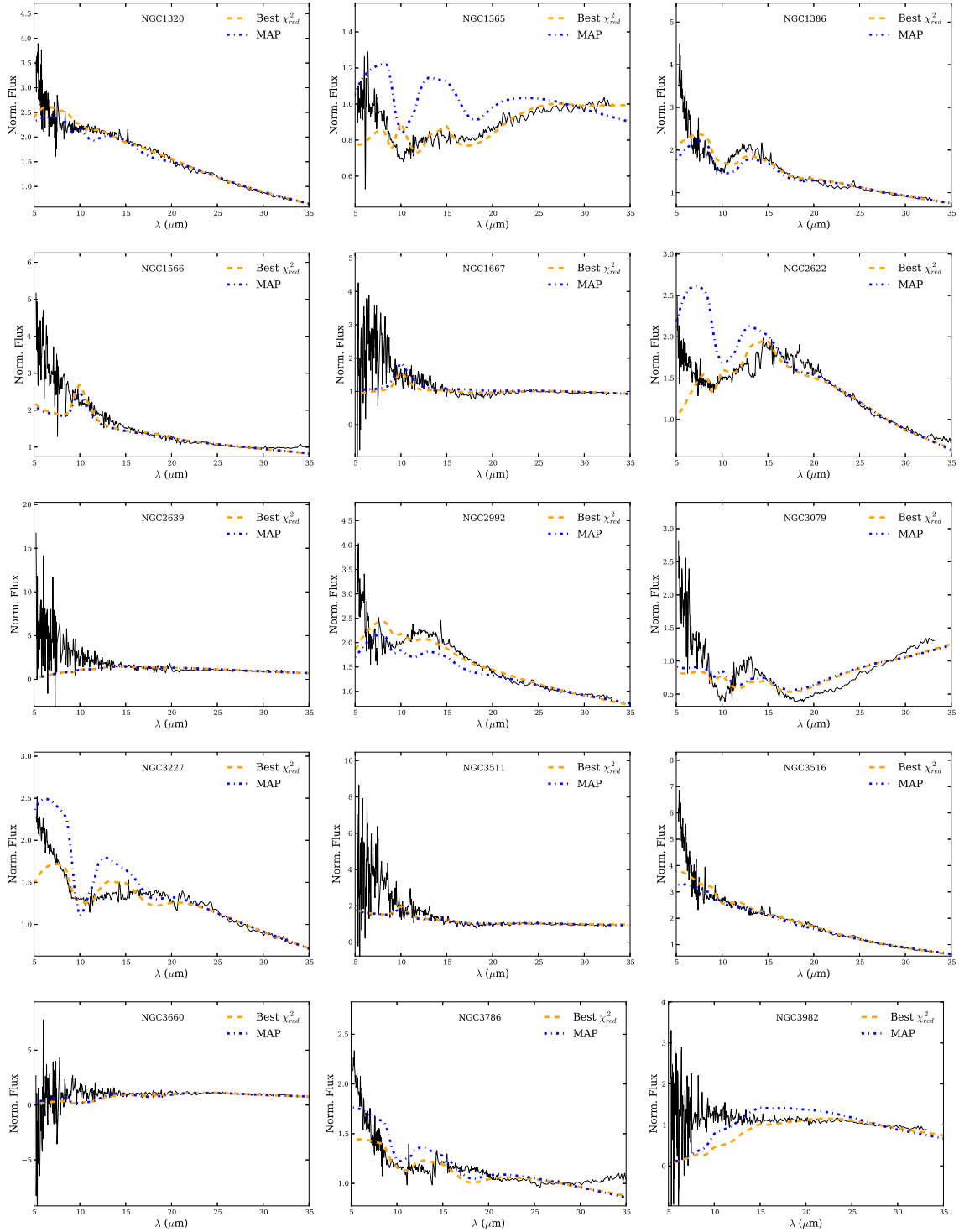
Apresentamos nas figuras abaixo os melhores soluções encontradas para os modelos ajustados através do teste de  $\chi^2_{red}$  e do BayesCLUMPY para todas as galáxias da nossa amostra. Os espectros observados estão representados em preto em unidades de  $F_\lambda$  normalizadas à unidade em  $28\mu\text{m}$ . As curvas tracejadas em amarelo são mostradas para os ajustes do melhor  $\chi^2_{red}$  e as curvas em azul representam os ajustes do MAP.

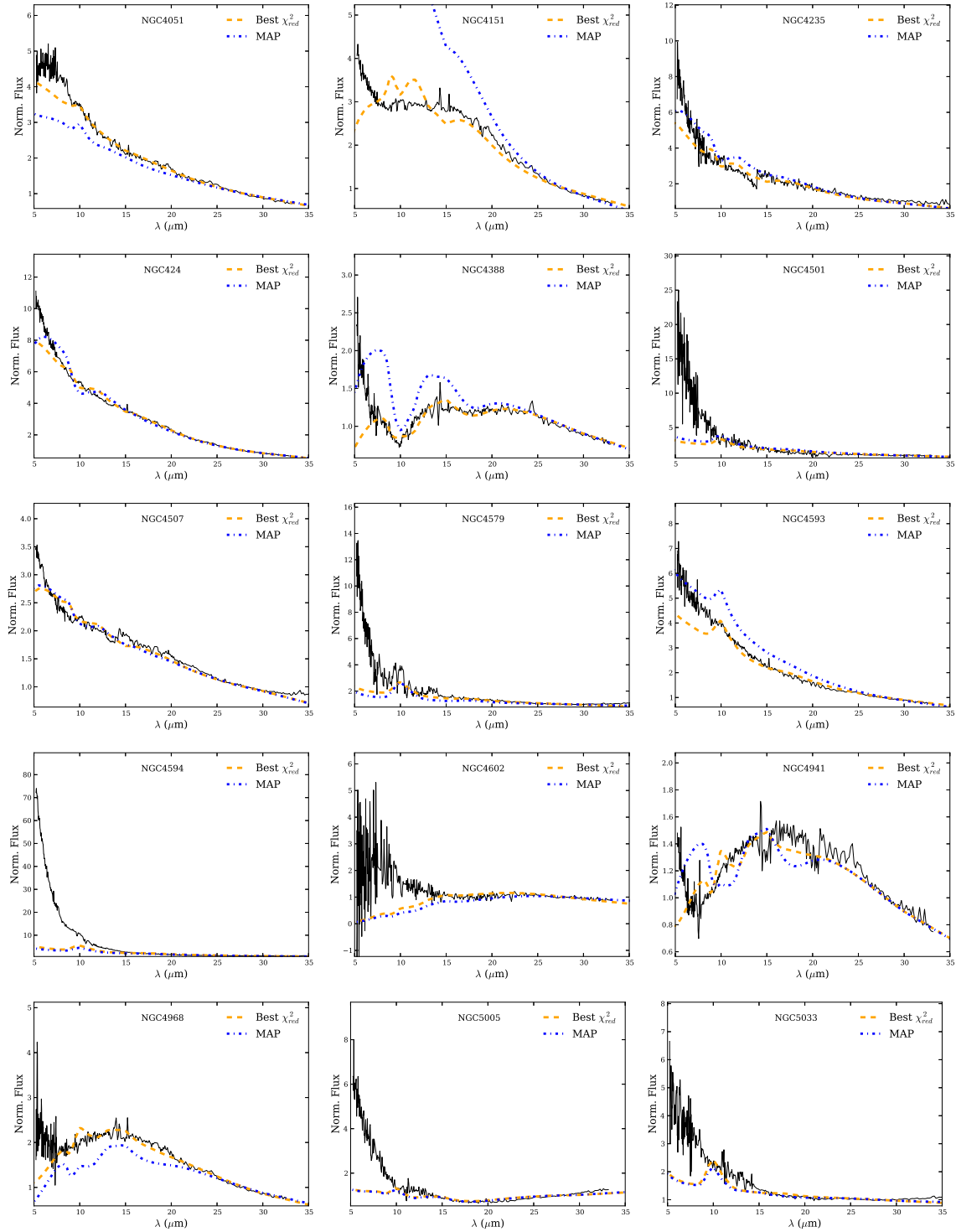


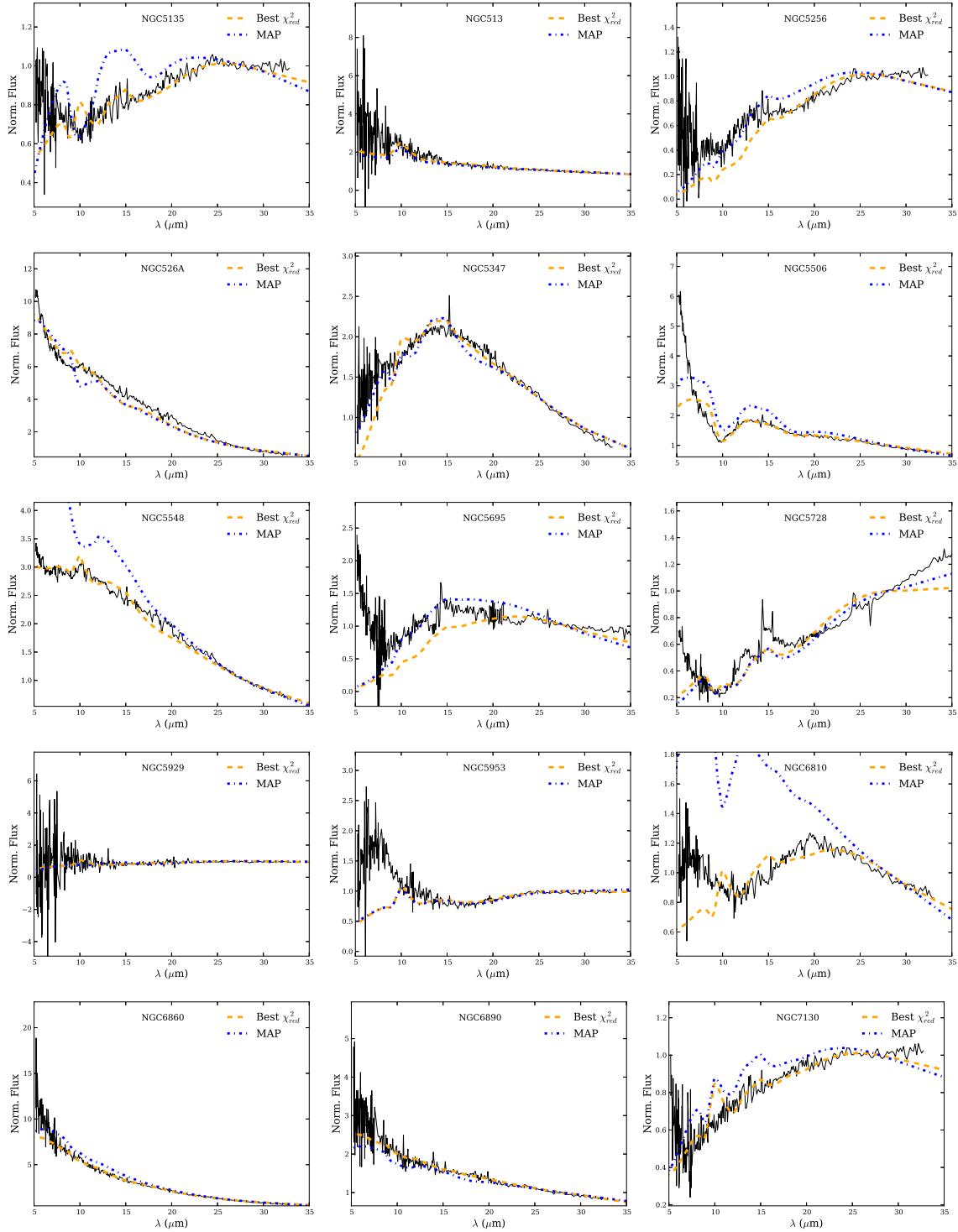




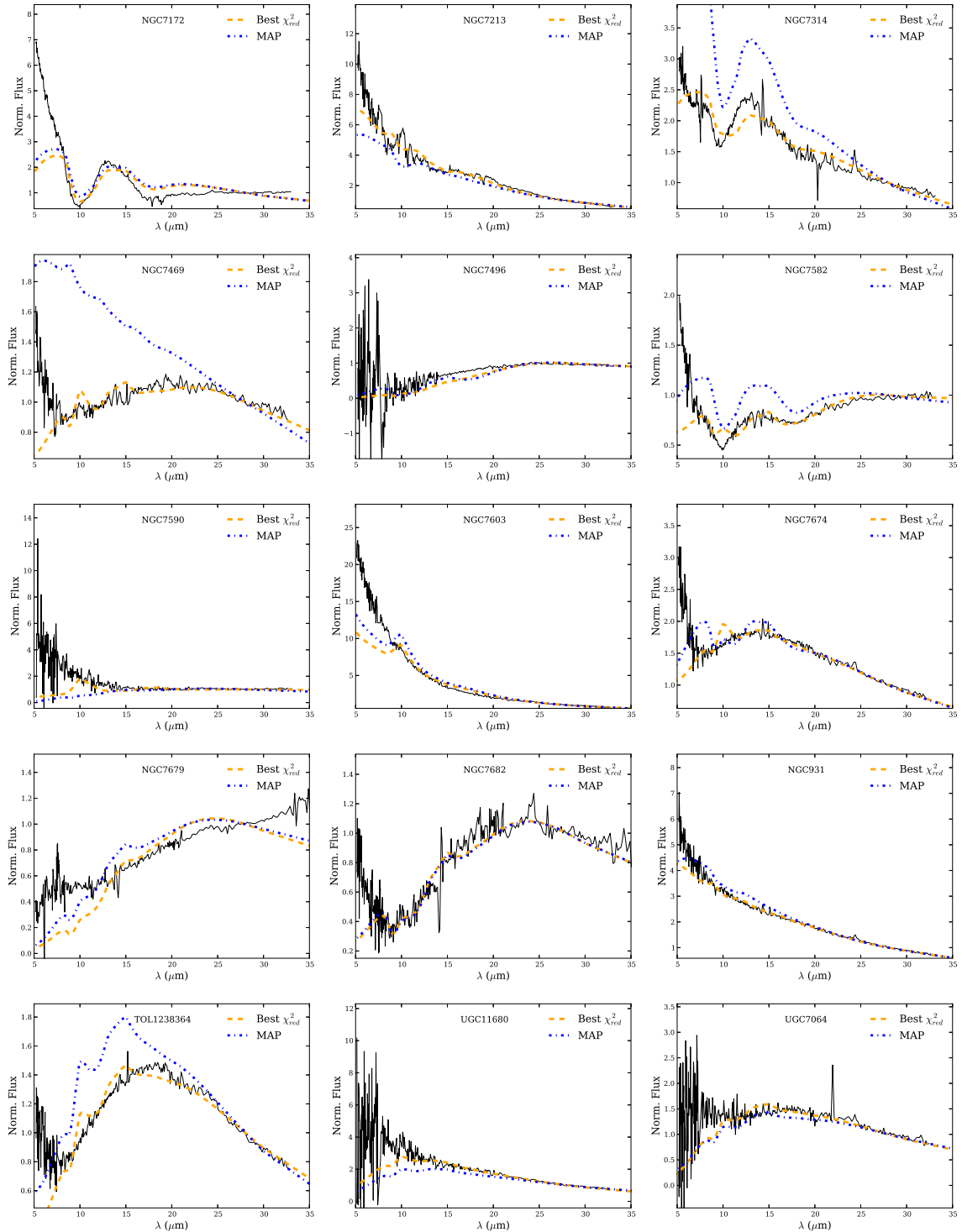












# Apêndice C

## Resultados Individuais dos Parâmetros

Apresentamos os parâmetros obtidos através do teste de  $\chi_{red}^2$  e com o BayesCLUMPY para cada galáxia da amostra nas Tabelas C.1 e C.2 abaixo. Para cada parâmetro são listados o valor de melhor ajuste, o valor médio e suas incertezas e a mediana, representados por Best,  $\bar{x}$  e  $\tilde{x}$  respectivamente. Para os resultados obtidos com o teste de  $\chi_{red}^2$  os valores médios e medianas são calculados para variações de 10% do melhor  $\chi^2$ , seguindo a mesma metodologia adotada em Nikutta et al. (2009) e Sales et al. (2013).

Tabela C.1: Resultados Individuais do  $\chi_{red}^2$ 

GALÁXIA	$i$		$\sigma$		$N$			$Y$		$\tau_V$			$q$					
	Best	$\bar{i}$	$\tilde{i}$	Best	$\bar{\sigma}$	$\tilde{\sigma}$	Best	$\bar{N}$	$\tilde{N}$	Best	$\bar{Y}$	$\tilde{Y}$	Best	$\bar{\tau}_V$	$\tilde{\tau}_V$	Best	$\bar{q}$	$\tilde{q}$
CGCG381051	90	85±6	90	15	29±10	30	12	10±3	10	20	20±0	20	150	150±0	150	1.5	1.3±0.2	1.5
E12G21	60	46±17	50	20	30±16	25	7	7±3	7	100	87±12	90	80	91±11	100	1.5	1.5±0.0	1.5
E33G2	70	43±26	40	15	41±17	40	14	5±3	5	10	10±0	10	20	37±11	40	0.0	0.3±0.4	0.5
ESO428G14	90	63±24	70	35	52±15	55	12	12±2	12	20	20±0	20	100	134±23	150	1.5	1.5±0.1	1.5
F014750740	80	80±6	80	15	20±5	20	11	9±3	9	10	10±0	10	150	150±0	150	0.0	0.1±0.2	0.0
F034500055	80	58±28	70	15	32±17	25	5	7±4	5	20	19±2	20	30	30±13	30	1.0	0.7±0.4	1.0
F043850828	40	56±27	60	70	43±16	45	5	9±4	8	50	56±21	50	80	73±24	80	1.5	1.4±0.6	1.5
F154800344	10	11±11	10	65	50±10	50	6	9±3	9	100	83±13	80	150	150±0	150	2.0	2.0±0.0	2.0
IC4329A	90	83±7	80	15	33±16	25	4	4±1	4	10	10±0	10	30	30±0	30	0.0	0.0±0.0	0.0
IC5063	80	68±14	65	20	41±19	33	6	5±1	5	20	20±0	20	40	55±9	60	0.0	0.2±0.2	0.0
M02923	40	52±26	60	45	44±15	45	7	7±4	6	100	87±11	90	40	73±42	60	0.0	0.4±0.4	0.0
M23334	0	58±27	70	15	32±17	25	15	7±4	6	30	32±12	30	80	110±45	150	0.0	0.6±0.7	0.5
M2404	70	57±15	60	15	26±13	20	7	6±2	6	90	95±7	100	60	60±6	60	1.5	1.5±0.0	1.5
M2839	80	78±11	80	65	62±7	65	13	13±2	13	5	5±0	5	150	150±0	150	2.5	2.5±0.3	2.5
M3587	60	54±13	50	25	32±13	30	7	7±3	8	40	38±6	40	30	30±7	30	0.5	0.3±0.2	0.5
M51317	70	69±18	70	35	40±17	35	6	7±3	6	20	20±2	20	150	147±16	150	1.5	1.5±0.2	1.5
M63015	40	51±25	60	50	43±15	45	4	5±3	5	20	20±0	20	30	28±7	30	0.5	0.5±0.3	0.5
Mrk1066	40	38±7	40	55	61±6	60	11	10±3	10	30	30±0	30	150	150±0	150	0.5	0.5±0.0	0.5
Mrk1239	80	65±15	70	25	31±13	30	3	4±1	3	70	82±15	85	40	37±4	40	2.0	2.0±0.0	2.0
Mrk279	60	42±22	40	25	32±11	35	9	9±3	9	30	26±5	30	20	25±7	20	0.5	0.4±0.3	0.5
Mrk334	40	33±7	35	65	58±9	60	6	9±3	8	30	30±0	30	150	150±0	150	0.0	0.0±0.0	0.0
Mrk335	10	42±30	50	50	47±15	50	15	6±5	3	20	25±5	20	10	39±18	40	0.0	1.2±0.6	1.5
Mrk348	90	70±20	70	40	60±8	60	15	13±2	13	5	6±2	5	150	150±4	150	0.0	0.7±1.0	0.5
Mrk34	80	76±18	80	15	21±15	15	15	12±3	12	20	20±0	20	80	74±25	60	1.0	0.5±0.4	0.5
Mrk3	90	70±22	80	35	50±11	45	15	11±3	12	10	10±0	10	100	140±20	150	0.0	0.2±0.2	0.0
Mrk463E	40	56±21	60	60	49±15	50	5	9±4	9	30	48±31	30	30	22±11	20	0.5	0.5±0.4	0.5
Mrk471	90	75±14	80	35	55±13	55	13	12±2	12	20	47±25	40	150	150±0	150	1.5	1.8±0.4	2.0
Mrk477	90	74±18	80	15	28±15	25	10	11±3	11	20	20±0	20	80	105±24	100	1.0	0.9±0.3	1.0
Mrk478	0	9±9	10	65	59±8	60	8	8±2	8	100	96±6	100	20	23±4	20	1.0	1.0±0.0	1.0
Mrk509	50	41±25	40	70	59±10	60	8	11±3	11	100	91±10	90	10	11±2	10	1.0	1.0±0.0	1.0
Mrk573	80	78±11	80	25	35±10	33	4	3±0	3	20	20±0	20	60	60±0	60	0.5	0.1±0.2	0.0

Tabela C.1 – continuação da página anterior

GALÁXIA	$i$			$\sigma$			$N$			$Y$			$\tau_V$			$q$		
	Best	$\bar{i}$	$\tilde{i}$	Best	$\bar{\sigma}$	$\tilde{\sigma}$	Best	$\bar{N}$	$\tilde{N}$	Best	$\bar{Y}$	$\tilde{Y}$	Best	$\bar{\tau}_V$	$\tilde{\tau}_V$	Best	$\bar{q}$	$\tilde{q}$
Mrk609	50	59±30	70	40	39±19	35	15	11±3	11	100	75±21	80	150	106±46	100	1.5	0.9±0.6	1.0
Mrk622	60	70±14	70	55	52±11	55	8	10±4	8	20	22±4	20	150	140±20	150	0.0	0.2±0.4	0.0
Mrk6	90	81±9	80	25	53±16	58	5	11±5	14	20	52±29	40	20	11±9	5	0.0	0.2±0.2	0.0
Mrk704	70	62±23	70	55	45±18	45	2	3±2	2	10	10±0	10	60	53±10	60	2.0	1.9±0.2	2.0
Mrk766	50	32±25	30	40	49±13	50	9	9±3	9	50	67±21	70	150	139±37	150	2.0	1.8±0.5	2.0
Mrk78	80	82±10	90	20	25±11	20	15	11±3	11	20	20±2	20	80	77±13	80	1.5	1.4±0.3	1.5
Mrk79	40	40±21	45	35	35±15	33	7	7±3	7	20	20±0	20	30	38±9	40	0.0	0.2±0.2	0.0
Mrk817	0	3±5	0	15	15±0	15	15	15±0	15	30	30±0	30	60	67±9	60	0.0	0.2±0.2	0.0
Mrk841	80	73±13	75	20	33±16	25	6	5±2	5	10	10±0	10	60	78±13	80	0.0	0.1±0.2	0.0
Mrk883	60	71±11	70	40	48±10	48	13	10±3	9	30	39±10	40	150	150±0	150	0.5	0.9±0.4	1.0
Mrk938	90	78±11	80	70	67±3	70	15	14±1	14	40	49±22	40	150	150±0	150	1.0	0.8±0.5	1.0
Mrk993	0	16±17	10	70	53±12	55	14	10±3	10	90	77±19	80	10	23±8	20	0.5	0.7±0.3	0.5
Mrk9	70	47±28	50	20	40±17	40	4	5±3	4	60	62±22	60	60	49±17	40	1.5	1.3±0.3	1.5
NGC1056	90	77±28	90	20	31±17	25	4	7±4	5	90	87±13	90	150	101±48	100	0.0	0.2±0.5	0.0
NGC1097	40	36±8	30	40	49±11	45	11	9±3	9	100	88±10	90	150	147±12	150	0.5	0.5±0.1	0.5
NGC1125	80	79±10	80	70	66±4	65	15	14±1	14	20	20±0	20	150	150±0	150	1.0	1.0±0.0	1.0
NGC11434	70	69±24	80	65	48±17	55	3	6±4	4	90	95±7	100	60	53±30	60	0.0	0.1±0.3	0.0
NGC1194	0	40±28	40	45	54±12	55	14	11±3	10	10	66±27	70	60	37±8	40	0.0	1.8±0.6	2.0
NGC1241	90	78±11	80	70	60±9	60	13	14±1	14	20	20±0	20	150	150±0	150	1.5	1.5±0.0	1.5
NGC1275	90	90±0	90	20	18±3	18	11	11±0	11	40	45±5	45	150	150±0	150	2.0	2.0±0.0	2.0
NGC1320	90	68±22	70	25	42±17	40	3	4±2	3	30	26±5	30	40	47±15	40	0.5	0.2±0.3	0.0
NGC1365	30	32±18	30	45	51±14	53	12	8±2	8	70	75±17	65	150	136±28	150	0.5	0.6±0.2	0.5
NGC1386	60	22±19	20	20	37±10	35	13	12±3	12	100	88±11	90	60	57±21	60	1.5	1.3±0.2	1.5
NGC1566	0	29±22	30	60	36±15	35	3	5±2	5	100	97±5	100	150	129±26	150	1.0	1.0±0.0	1.0
NGC1667	20	42±23	40	70	43±16	45	3	6±4	5	80	83±14	90	100	95±28	100	0.0	0.1±0.3	0.0
NGC2622	0	39±35	20	55	45±15	53	13	10±3	9	10	14±5	10	150	128±25	150	0.0	0.7±0.7	0.0
NGC2639	90	74±15	80	70	66±5	65	15	14±1	14	100	42±31	30	150	150±0	150	2.5	1.9±0.7	2.0
NGC2992	0	9±9	10	20	24±4	25	15	12±2	13	100	87±11	90	80	91±10	100	1.5	1.5±0.0	1.5
NGC3079	10	4±5	0	60	64±3	65	15	13±1	13	100	97±4	100	150	129±25	150	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC3227	60	51±16	50	30	37±15	35	8	8±3	8	30	43±11	40	40	44±15	40	0.0	0.3±0.2	0.5
NGC3511	0	7±9	0	45	44±7	45	15	10±3	10	80	81±15	80	150	109±31	100	0.0	0.3±0.2	0.5

Tabela C.1 – continuação da página anterior

GALÁXIA	$i$		$\sigma$		$N$			$Y$			$\tau_V$			$q$				
	Best	$\bar{i}$	$\tilde{i}$	Best	$\bar{\sigma}$	$\tilde{\sigma}$	Best	$\bar{N}$	$\tilde{N}$	Best	$\bar{Y}$	$\tilde{Y}$	Best	$\bar{\tau}_V$	$\tilde{\tau}_V$	Best	$\bar{q}$	$\tilde{q}$
NGC3516	60	48±25	50	25	40±17	38	10	6±3	5	30	28±5	30	20	31±8	30	0.5	0.4±0.4	0.5
NGC3660	90	72±15	70	70	65±5	65	15	13±2	14	20	21±2	20	80	88±17	80	1.0	0.4±0.4	0.5
NGC3786	50	41±17	40	25	32±11	30	15	12±3	12	100	96±5	100	40	49±10	40	0.5	0.5±0.1	0.5
NGC3982	90	79±11	80	70	63±7	65	13	14±1	14	20	20±0	20	150	150±0	150	1.5	1.5±0.0	1.5
NGC4051	70	63±18	60	15	42±19	40	5	3±1	3	70	73±13	70	60	63±7	60	1.5	1.5±0.0	1.5
NGC4151	90	74±18	80	50	51±14	55	13	12±2	13	100	39±43	10	5	100±67	150	0.0	1.7±1.4	2.5
NGC4235	10	39±27	40	70	56±13	60	11	9±3	9	80	78±17	80	10	15±9	10	1.0	1.1±0.2	1.0
NGC424	80	64±18	60	25	41±14	40	5	5±2	5	10	10±0	10	20	23±5	20	0.0	0.2±0.2	0.0
NGC4388	90	67±32	80	15	36±23	23	14	9±3	9	20	20±0	20	40	85±41	60	0.0	0.2±0.2	0.0
NGC4501	70	31±23	30	15	36±16	35	5	6±3	5	100	80±17	80	150	80±43	80	1.5	1.1±0.3	1.0
NGC4507	80	53±26	60	20	39±15	35	4	7±4	6	90	81±19	90	30	30±7	30	1.0	0.9±0.2	1.0
NGC4579	60	29±21	30	15	35±15	30	7	4±2	4	100	96±6	100	150	150±4	150	1.0	0.8±0.2	1.0
NGC4593	60	42±20	50	25	38±19	30	3	3±1	3	90	86±12	90	80	82±9	80	1.5	1.5±0.0	1.5
NGC4594	70	39±26	40	15	36±17	35	2	3±2	2	100	82±16	90	150	105±38	100	1.5	1.5±0.1	1.5
NGC4602	90	75±13	80	70	65±5	65	15	14±1	14	30	58±25	60	150	150±0	150	2.0	1.9±0.2	2.0
NGC4941	50	62±16	60	60	43±18	43	5	8±3	7	20	20±0	20	150	139±21	150	1.0	1.1±0.2	1.0
NGC4968	80	72±15	70	70	46±16	45	4	9±3	9	10	12±4	10	150	150±0	150	1.0	1.7±0.5	1.5
NGC5005	0	3±5	0	55	55±1	55	14	13±1	13	100	93±7	95	150	150±0	150	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC5033	0	17±21	10	45	41±13	40	5	7±3	6	90	90±11	90	150	110±42	100	0.5	0.7±0.3	0.5
NGC5135	50	46±8	50	40	48±12	45	9	9±3	8	60	64±5	60	150	150±0	150	1.0	1.0±0.0	1.0
NGC513	0	30±24	30	50	34±15	30	4	7±4	6	100	79±17	80	150	101±40	100	1.0	0.7±0.3	1.0
NGC5256	70	78±12	80	70	63±7	65	13	13±1	14	40	41±6	40	150	150±0	150	1.5	1.5±0.0	1.5
NGC526A	80	55±28	60	25	43±19	43	4	5±2	4	10	10±0	10	20	24±5	20	0.0	0.3±0.4	0.0
NGC5347	90	74±13	80	45	52±12	55	12	11±3	11	10	10±0	10	150	150±0	150	2.0	1.9±0.2	2.0
NGC5506	20	42±24	40	70	52±14	55	7	9±3	9	60	61±19	60	30	27±8	30	1.0	0.9±0.3	1.0
NGC5548	70	68±15	65	20	33±10	33	6	4±1	4	10	10±0	10	80	90±10	90	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC5695	90	79±10	80	65	63±7	65	14	14±1	14	20	18±4	20	150	150±0	150	1.5	1.2±0.6	1.5
NGC5728	30	30±15	30	55	61±10	65	14	12±2	12	50	66±22	70	150	143±17	150	0.5	0.7±0.4	1.0
NGC5929	80	70±16	70	55	37±16	35	4	6±3	5	80	74±18	70	150	115±33	100	1.0	0.5±0.4	0.5
NGC5953	70	74±13	80	55	40±17	40	3	4±2	4	80	81±15	80	100	98±26	100	0.0	0.1±0.2	0.0
NGC6810	60	63±20	60	45	45±17	48	6	7±3	7	20	22±4	20	150	139±22	150	0.0	0.2±0.4	0.0

Tabela C.1 – continuação da página anterior

GALÁXIA	$i$		$\tilde{i}$		$\sigma$		$\tilde{\sigma}$		$N$		$Y$		$\tau_V$		$\tilde{\tau}_V$		$q$	
	Best	$\bar{i}$	$\tilde{i}$	Best	$\bar{\sigma}$	$\tilde{\sigma}$	Best	$\bar{N}$	$\tilde{N}$	Best	$\bar{Y}$	$\tilde{Y}$	Best	$\bar{\tau}_V$	$\tilde{\tau}_V$	Best	$\bar{q}$	$\tilde{q}$
NGC6860	80	67±17	70	15	37±17	35	4	4±2	3	50	61±22	60	40	43±10	40	2.0	2.0±0.0	2.0
NGC6890	60	31±21	30	25	39±14	40	6	8±4	8	90	84±13	80	40	36±12	40	1.0	0.8±0.2	1.0
NGC7130	80	80±8	80	30	32±10	30	8	9±2	8	100	93±8	100	150	150±0	150	1.5	1.5±0.0	1.5
NGC7172	0	9±9	10	65	67±4	70	15	14±1	14	20	34±15	30	30	27±5	30	0.0	0.5±0.4	0.5
NGC7213	80	66±17	70	15	42±16	43	12	7±3	7	20	20±2	20	10	15±7	10	0.5	0.5±0.4	0.5
NGC7314	40	49±25	50	55	39±14	40	4	8±3	7	20	21±7	20	60	56±16	60	0.5	0.6±0.4	0.5
NGC7469	60	64±14	60	30	36±16	30	13	9±4	10	50	53±20	50	150	138±34	150	1.5	1.1±0.5	1.5
NGC7496	90	76±12	80	70	68±3	70	15	14±1	14	30	29±3	30	150	150±0	150	1.0	0.6±0.3	0.5
NGC7582	20	30±24	20	55	51±15	55	13	10±3	10	50	71±19	70	150	120±34	150	0.5	0.5±0.2	0.5
NGC7590	90	74±16	80	20	52±15	55	2	12±3	13	100	61±27	60	150	150±3	150	0.0	1.8±0.5	2.0
NGC7603	70	52±26	60	20	41±17	40	2	2±1	1	100	71±22	70	150	87±39	80	2.5	2.1±0.2	2.0
NGC7674	70	61±17	60	25	42±18	40	14	10±4	10	20	20±0	20	150	150±0	150	2.0	1.8±0.2	2.0
NGC7679	70	76±14	80	70	58±16	65	15	13±2	13	30	41±28	30	150	144±19	150	1.5	0.8±0.6	0.5
NGC7682	20	52±34	70	65	52±14	45	13	13±2	13	20	20±0	20	150	123±26	100	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC931	60	38±22	40	20	34±14	30	14	8±4	7	20	23±5	20	20	32±7	30	0.0	0.4±0.4	0.5
TOL1238364	90	83±8	90	35	42±8	45	14	14±1	14	20	20±0	20	150	150±0	150	2.0	2.0±0.0	2.0
UGC11680	90	65±24	70	30	54±14	55	15	11±3	12	90	55±28	50	150	150±0	150	3.0	2.7±0.4	3.0
UGC7064	90	71±20	80	50	58±11	60	15	13±3	14	60	50±28	40	150	150±0	150	2.5	2.2±0.3	2.5

Tabela C.2: Resultados Individuais do BayesCLUMPY

GALÁXIA	$i$			$\sigma$			$N$			$Y$			$\tau_V$			$q$		
	Best	$\bar{i}$	$\tilde{i}$	Best	$\bar{\sigma}$	$\tilde{\sigma}$	Best	$\bar{N}$	$\tilde{N}$	Best	$\bar{Y}$	$\tilde{Y}$	Best	$\bar{\tau}_V$	$\tilde{\tau}_V$	Best	$\bar{q}$	$\tilde{q}$
CGCG381051	89	82±5	83	41	38±5	38	8	9±1	9	18	18±1	17	149	139±7	142	1.0	0.8±0.3	0.9
E12G21	60	36±23	50	15	21±19	23	14	8±4	9	95	90±7	92	98	105±15	103	1.7	1.5±0.1	1.6
E33G2	80	63±16	63	54	45±16	47	3	6±3	4	30	44±13	40	58	58±7	59	2.2	2.3±0.1	2.3
ESO428G14	3	2±1	2	65	65±0	65	15	15±0	15	14	14±0	14	137	137±1	137	0.0	0.0±0.0	0.0
F014750740	74	69±6	71	16	18±5	19	15	13±1	14	20	22±1	22	16	17±2	17	0.0	0.1±0.1	0.1
F034500055	8	30±18	28	52	40±9	43	5	6±1	5	14	15±2	15	33	41±7	40	0.3	0.6±0.4	0.6
F043850828	1	12±8	12	64	57±7	59	6	9±2	8	22	24±2	23	59	57±7	58	0.0	0.4±0.3	0.3
F154800344	1	11±7	9	53	51±9	49	8	9±3	9	100	96±3	97	101	105±7	104	1.9	1.9±0.0	1.9
IC4329A	67	66±13	65	70	60±5	64	3	4±0	4	10	10±0	10	26	26±1	26	0.1	0.2±0.1	0.2
IC5063	44	44±2	44	45	45±1	45	7	7±1	7	20	20±0	20	31	32±2	32	0.0	0.0±0.0	0.0
M02923	5	10±7	9	48	48±2	50	15	13±1	14	100	93±5	95	125	121±10	121	1.0	1.0±0.1	1.0
M23334	70	60±11	64	16	22±8	24	11	9±3	9	25	29±5	28	43	75±40	54	0.1	0.6±0.4	0.5
M2404	60	49±12	54	20	36±19	32	10	6±3	5	99	97±2	98	79	79±3	80	1.7	1.6±0.1	1.6
M2839	87	84±4	85	55	59±5	58	13	12±2	12	5	5±0	5	150	146±3	147	1.5	1.6±0.2	1.6
M3587	2	14±10	10	63	59±7	59	4	4±1	4	43	46±8	45	54	57±7	56	1.0	1.0±0.2	1.0
M51317	73	68±5	68	16	20±3	21	11	10±3	11	21	23±2	23	34	34±7	34	0.0	0.2±0.2	0.2
M63015	79	56±19	60	48	46±10	54	3	4±1	3	23	25±4	25	51	50±5	50	1.4	1.5±0.2	1.5
Mrk1066	20	20±0	20	62	62±0	62	15	15±0	15	26	26±0	26	143	143±1	143	0.0	0.0±0.0	0.0
Mrk1239	90	84±4	85	44	43±11	41	2	2±0	2	74	78±10	77	74	71±6	71	2.2	2.2±0.0	2.2
Mrk279	89	79±7	81	70	64±3	67	3	3±0	3	49	50±3	49	32	32±2	32	1.3	1.3±0.0	1.3
Mrk334	15	16±1	16	58	58±1	59	15	15±0	15	28	29±0	29	150	150±0	150	0.0	0.0±0.0	0.0
Mrk335	86	64±16	66	36	47±13	50	3	3±0	3	32	39±10	37	61	69±11	68	1.8	1.9±0.1	1.9
Mrk348	75	77±7	77	54	56±5	56	11	10±1	10	14	13±1	13	10	11±1	11	0.1	0.2±0.1	0.1
Mrk34	75	75±1	75	21	21±1	21	15	15±0	15	24	24±0	24	25	25±1	25	0.0	0.0±0.0	0.0
Mrk3	90	90±0	90	36	36±0	36	15	15±0	15	10	10±0	10	68	68±0	68	0.0	0.0±0.0	0.0
Mrk463E	90	89±1	89	70	70±0	70	5	5±0	5	37	37±0	37	20	20±0	20	1.0	1.0±0.0	1.0
Mrk471	70	75±6	74	67	65±3	66	15	14±0	15	100	99±1	99	149	148±1	148	2.2	2.2±0.0	2.2
Mrk477	87	87±0	87	15	15±0	15	15	15±0	15	20	20±0	20	33	33±1	33	0.1	0.0±0.0	0.0
Mrk478	90	89±1	89	70	69±0	70	5	5±0	5	100	100±0	100	12	12±0	12	1.2	1.2±0.0	1.2
Mrk509	90	89±1	89	70	69±1	69	5	5±0	5	92	93±3	93	16	16±0	16	1.3	1.4±0.0	1.4
Mrk573	60	60±2	60	32	31±1	32	7	8±0	8	21	21±0	21	28	28±1	28	0.0	0.1±0.0	0.0

Tabela C.2 – continuação da página anterior

GALÁXIA	$i$			$\sigma$			$N$			$Y$			$\tau_V$			$q$		
	Best	$\bar{i}$	$\tilde{i}$	Best	$\bar{\sigma}$	$\tilde{\sigma}$	Best	$\bar{N}$	$\tilde{N}$	Best	$\bar{Y}$	$\tilde{Y}$	Best	$\bar{\tau}_V$	$\tilde{\tau}_V$	Best	$\bar{q}$	$\tilde{q}$
Mrk609	0	5±4	5	70	67±2	68	11	12±1	11	100	99±1	99	137	137±2	137	1.3	1.3±0.0	1.3
Mrk622	31	31±1	31	53	54±1	54	15	15±0	15	23	23±0	23	150	150±0	150	0.0	0.0±0.0	0.0
Mrk6	64	61±13	62	60	52±11	55	6	7±1	7	19	20±2	20	17	16±1	16	0.5	0.6±0.2	0.6
Mrk704	86	73±12	75	36	46±11	47	3	3±0	3	18	37±15	32	60	61±6	61	2.6	2.7±0.1	2.7
Mrk766	64	42±17	42	44	52±7	57	6	7±1	6	100	92±6	93	110	119±7	119	2.0	1.9±0.0	1.9
Mrk78	71	72±1	72	27	26±0	27	15	15±0	15	20	20±0	20	26	25±1	25	0.0	0.0±0.0	0.0
Mrk79	5	15±11	12	55	54±7	54	4	4±1	4	18	22±3	21	61	67±7	66	0.4	0.9±0.3	0.9
Mrk817	45	47±8	48	31	29±5	31	11	10±3	10	27	29±2	29	30	33±6	33	0.0	0.2±0.1	0.2
Mrk841	60	60±1	60	33	34±1	34	12	12±0	12	17	17±0	17	15	15±0	15	0.0	0.0±0.0	0.0
Mrk883	40	40±1	40	47	47±0	47	15	15±0	15	31	31±0	31	150	149±0	150	0.0	0.0±0.0	0.0
Mrk938	90	88±2	88	70	69±0	70	15	15±0	15	100	99±0	100	150	150±0	150	1.6	1.6±0.0	1.6
Mrk993	90	86±3	87	70	68±1	69	7	7±0	7	100	98±1	99	9	9±0	9	1.1	1.1±0.0	1.1
Mrk9	70	59±16	64	20	39±15	43	5	4±1	3	56	61±11	60	71	70±10	68	1.7	1.7±0.1	1.7
NGC1056	0	4±3	4	68	68±1	68	15	14±0	14	100	99±1	99	150	149±1	149	1.7	1.7±0.0	1.7
NGC1097	32	32±0	32	42	42±0	42	13	13±0	13	100	100±0	100	150	150±0	150	0.5	0.5±0.0	0.5
NGC1125	88	85±4	85	70	68±0	70	15	15±0	15	27	26±1	26	149	147±2	148	1.5	1.5±0.0	1.5
NGC11434	0	1±1	1	51	51±0	51	15	15±0	15	100	100±0	100	113	112±4	111	1.0	1.0±0.0	1.0
NGC1194	1	4±3	3	45	46±1	46	15	14±0	15	10	11±1	11	55	48±7	47	0.0	0.2±0.2	0.2
NGC1241	85	81±6	83	70	65±1	69	15	15±0	15	13	13±0	13	149	146±3	147	0.0	0.1±0.1	0.1
NGC1275	68	69±1	69	28	28±1	28	15	15±0	15	39	39±2	39	150	150±0	150	1.9	1.9±0.0	1.9
NGC1320	38	36±13	36	58	44±11	45	3	7±3	5	20	24±3	24	71	63±14	65	0.6	0.9±0.2	0.9
NGC1365	31	31±1	31	44	44±1	44	12	12±1	12	100	100±0	100	32	32±1	32	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC1386	40	23±18	38	30	14±3	29	15	9±4	6	100	99±1	99	65	72±8	72	1.6	1.6±0.1	1.6
NGC1566	0	0±0	0	50	50±0	50	4	4±0	4	100	100±0	100	150	150±0	150	1.0	1.0±0.0	1.0
NGC1667	1	7±5	6	66	63±5	63	3	4±0	4	90	89±6	90	99	105±13	104	0.1	0.1±0.1	0.1
NGC2622	82	82±1	82	15	15±1	16	15	15±0	15	20	20±0	20	17	16±1	16	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC2639	87	79±7	81	69	64±2	67	15	14±1	14	90	76±16	80	150	143±5	145	2.5	2.4±0.0	2.4
NGC2992	0	6±4	5	59	58±7	57	5	6±1	6	100	99±1	99	100	100±4	100	1.7	1.7±0.0	1.7
NGC3079	0	0±0	0	60	60±0	60	15	15±0	15	100	100±0	100	142	141±2	141	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC3227	20	19±2	19	70	69±0	70	9	9±0	9	48	48±1	48	16	17±0	16	0.5	0.5±0.0	0.5
NGC3511	0	2±2	2	43	42±1	42	15	14±1	14	56	66±12	67	149	144±5	145	0.0	0.1±0.1	0.1



Tabela C.2 – continuação da página anterior

GALÁXIA	$i$		$\sigma$		$N$			$Y$			$\tau_V$			$q$				
	Best	$\bar{i}$	$\tilde{i}$	Best	$\bar{\sigma}$	$\tilde{\sigma}$	Best	$\bar{N}$	$\tilde{N}$	Best	$\bar{Y}$	$\tilde{Y}$	Best	$\bar{\tau}_V$	$\tilde{\tau}_V$	Best	$\bar{q}$	$\tilde{q}$
NGC3516	7	23±15	18	68	55±8	56	3	4±1	4	26	29±6	28	59	62±5	62	1.1	1.2±0.2	1.2
NGC3660	89	81±6	82	70	64±3	67	15	14±1	14	29	28±4	28	37	39±6	38	1.0	0.9±0.3	0.9
NGC3786	4	6±4	6	57	57±2	58	8	8±1	8	100	99±0	100	37	37±2	37	0.6	0.6±0.0	0.6
NGC3982	87	82±6	83	70	66±1	69	15	15±0	15	13	13±0	13	149	147±2	148	0.0	0.1±0.1	0.1
NGC4051	70	70±1	70	15	22±4	21	6	4±1	4	61	64±5	63	79	77±4	78	1.7	1.7±0.0	1.7
NGC4151	90	84±4	85	50	49±2	50	15	15±0	15	13	13±0	13	6	7±0	7	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC4235	89	77±9	78	69	60±6	64	4	4±0	4	100	95±4	96	18	20±2	19	1.3	1.4±0.0	1.4
NGC424	90	85±4	86	31	44±10	40	5	4±1	4	21	21±2	21	31	34±3	33	2.1	2.0±0.1	2.0
NGC4388	57	58±2	58	34	33±1	33	15	14±0	15	28	28±1	28	23	24±2	24	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC4501	57	36±23	42	19	29±16	34	4	3±1	3	99	88±8	91	148	127±16	130	1.3	1.3±0.1	1.3
NGC4507	40	44±4	44	69	65±5	65	3	3±0	3	74	75±2	75	45	45±1	45	1.2	1.2±0.0	1.2
NGC4579	0	0±0	0	45	45±0	45	4	4±0	4	100	100±0	100	150	150±0	150	0.7	0.7±0.0	0.7
NGC4593	70	69±1	70	15	18±3	17	4	4±0	4	100	96±3	97	120	116±14	114	1.8	1.8±0.0	1.8
NGC4594	70	70±0	70	15	15±0	15	3	3±0	3	100	100±0	100	150	150±0	150	1.5	1.5±0.0	1.5
NGC4602	88	81±6	82	69	65±2	68	15	14±0	15	87	76±16	79	150	145±4	146	2.2	2.1±0.0	2.1
NGC4941	80	80±2	80	16	16±1	16	15	14±1	14	17	17±0	17	47	50±3	50	0.0	0.1±0.1	0.1
NGC4968	87	78±7	80	40	49±8	49	9	8±2	8	16	17±2	17	122	124±7	124	2.2	2.1±0.2	2.1
NGC5005	0	0±0	0	53	53±0	53	15	15±0	15	100	100±0	100	150	150±0	150	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC5033	0	0±0	0	40	40±0	40	15	15±0	15	80	79±0	79	150	150±0	150	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC5135	77	77±1	78	19	19±1	19	11	12±1	12	100	96±3	97	18	18±1	18	0.1	0.1±0.0	0.1
NGC513	9	21±16	15	57	47±15	47	4	5±1	4	98	91±6	92	149	129±15	132	1.2	1.1±0.1	1.1
NGC5256	86	85±4	85	70	67±1	69	15	15±0	15	100	99±1	99	150	149±1	149	1.9	1.9±0.0	1.9
NGC526A	89	85±4	86	60	62±5	62	4	4±0	4	10	10±0	10	20	20±1	20	0.7	0.7±0.2	0.7
NGC5347	90	86±3	87	31	39±9	34	11	10±2	11	9	10±0	10	108	119±13	115	1.3	1.4±0.2	1.4
NGC5506	0	0±0	0	50	50±0	50	15	15±0	15	22	22±0	22	31	32±1	32	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC5548	76	72±3	73	15	16±1	17	7	8±1	8	14	14±0	14	33	33±3	33	0.0	0.1±0.1	0.1
NGC5695	90	88±1	89	70	69±0	70	15	15±0	15	12	12±0	12	150	150±0	150	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC5728	28	28±1	28	55	55±0	55	15	15±0	15	100	100±0	100	131	132±1	132	1.1	1.1±0.0	1.1
NGC5929	66	55±18	55	40	38±12	41	4	7±3	6	95	76±15	79	61	102±28	104	0.1	0.6±0.3	0.5
NGC5953	46	52±5	52	69	65±4	66	3	3±0	3	99	96±3	97	94	93±4	93	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC6810	70	71±1	71	28	28±1	28	15	15±0	15	47	47±1	47	13	13±0	13	0.0	0.0±0.0	0.0

Tabela C.2 – continuação da página anterior

GALÁXIA	$i$		$\tilde{i}$		$\sigma$		$\tilde{\sigma}$		$N$		$Y$		$\tau_V$		$\tilde{\tau}_V$		$q$	
	Best	$\bar{i}$	$\tilde{i}$	Best	$\bar{\sigma}$	$\tilde{\sigma}$	Best	$\bar{N}$	$\tilde{N}$	Best	$\bar{Y}$	$\tilde{Y}$	Best	$\bar{\tau}_V$	$\tilde{\tau}_V$	Best	$\bar{q}$	$\tilde{q}$
NGC6860	89	79±8	80	22	42±14	39	3	3±0	3	47	47±11	45	58	64±7	63	2.3	2.2±0.1	2.2
NGC6890	6	23±16	19	65	57±7	60	4	4±1	4	94	88±8	90	60	62±8	61	1.2	1.2±0.1	1.2
NGC7130	79	78±7	79	69	62±4	64	5	5±0	5	100	99±1	99	150	148±2	148	1.3	1.3±0.0	1.3
NGC7172	0	0±0	0	61	61±0	61	15	15±0	15	17	17±0	17	30	30±0	30	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC7213	49	46±20	47	57	48±10	55	4	4±1	4	16	16±2	16	27	26±3	26	0.8	0.8±0.3	0.9
NGC7314	41	42±3	42	44	43±3	43	10	11±2	10	15	15±0	15	30	29±5	29	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC7469	74	75±1	75	17	17±1	17	15	15±0	15	48	49±1	49	19	19±1	19	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC7496	90	89±1	89	70	69±0	70	15	15±0	15	25	25±0	25	62	63±2	63	0.1	0.1±0.1	0.1
NGC7582	32	32±1	32	45	46±1	46	15	15±0	15	100	100±0	100	26	27±1	27	0.1	0.1±0.0	0.1
NGC7590	63	69±12	70	70	61±3	66	14	13±1	13	100	94±4	95	150	148±1	149	2.2	2.1±0.1	2.1
NGC7603	84	76±8	78	23	31±9	29	1	1±0	1	91	82±11	84	150	143±5	145	2.3	2.3±0.0	2.3
NGC7674	87	79±8	82	25	36±12	31	6	5±1	5	20	20±1	20	86	100±13	93	1.3	1.3±0.1	1.3
NGC7679	90	90±0	90	70	70±0	70	15	15±0	15	100	100±0	100	150	150±0	150	1.9	1.9±0.0	1.9
NGC7682	6	6±4	6	65	66±2	66	15	14±1	14	22	22±0	22	150	149±1	149	0.0	0.0±0.0	0.0
NGC931	2	36±28	34	70	50±8	60	3	3±0	3	28	34±7	33	62	65±6	64	1.3	1.4±0.2	1.5
TOL1238364	90	83±5	84	61	53±14	53	5	9±3	6	13	14±1	13	148	134±12	142	0.1	0.7±0.6	0.3
UGC11680	86	51±24	54	51	50±7	60	9	11±2	11	86	68±20	70	149	142±6	144	2.7	2.7±0.1	2.7
UGC7064	83	60±19	62	60	53±7	60	8	11±2	11	41	45±12	42	150	141±6	143	2.1	2.1±0.1	2.1

# Bibliografía

- [1] ALONSO-HERRERO, A., RAMOS ALMEIDA, C., MASON, R., ASENSIO RAMOS, A., ROCHE, P. F., LEVENSON, N. A., ELITZUR, M., PACKHAM, C., RODRÍGUEZ ESPINOSA, J. M., YOUNG, S., DÍAZ-SANTOS, T., PÉREZ-GARCÍA, A. M. Torus and Active Galactic Nucleus Properties of Nearby Seyfert Galaxies: Results from Fitting Infrared Spectral Energy Distributions and Spectroscopy. **Astrophysical Journal**, v. 736, p. 82, August 2011.
- [2] ANTONUCCI, R. Unified models for active galactic nuclei and quasars. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 31, p. 473–521, 1993.
- [3] ANTONUCCI, R. R. J., MILLER, J. S. Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068. **Astrophysical Journal**, v. 297, p. 621–632, October 1985.
- [4] ASENSIO RAMOS, A., RAMOS ALMEIDA, C. Bayesclumpy: Bayesian Inference with Clumpy Dusty Torus Models. **Astrophysical Journal**, v. 696, p. 2075–2085, May 2009.
- [5] ASMUS, D., GANDHI, P., SMETTE, A., HÖNIG, S. F., DUSCHL, W. J. Mid-infrared properties of nearby low-luminosity AGN at high angular resolution. **Astronomy and Astrophysics**, v. 536, p. A36, December 2011.
- [6] BARVAINIS, R. Hot dust and the near-infrared bump in the continuum spectra of quasars and active galactic nuclei. **Astrophysical Journal**, v. 320, p. 537–544, September 1987.
- [7] BECKMANN, V., SHRADER, C. R. **Active Galactic Nuclei**: August 2012.
- [8] BOHLIN, R. C., SAVAGE, B. D., DRAKE, J. F. A survey of interstellar H I from L-alpha absorption measurements. II. **Astrophysical Journal**, v. 224, p. 132–142, August 1978.

- [9] BURTSCHER, L., JAFFE, W., RABAN, D., MEISENHEIMER, K., TRISTRAM, K. R. W., RÖTTGERING, H. Dust Emission from a Parsec-Scale Structure in the Seyfert 1 Nucleus of NGC 4151. **Astrophysical Journal Letters**, v. 705, p. L53–L57, November 2009.
- [10] BURTSCHER, L., MEISENHEIMER, K., TRISTRAM, K. R. W., JAFFE, W., HÖNIG, S. F., DAVIES, R. I., KISHIMOTO, M., POTT, J.-U., RÖTTGERING, H., SCHATMANN, M., WEIGELT, G., WOLF, S. A diversity of dusty AGN tori. Data release for the VLTI/MIDI AGN Large Program and first results for 23 galaxies. **Astronomy and Astrophysics**, v. 558, p. A149, October 2013.
- [11] DADINA, M. BeppoSAX observations in the 2-100 keV band of the nearby Seyfert galaxies: an atlas of spectra. **Astronomy and Astrophysics**, v. 461, p. 1209–1252, January 2007.
- [12] DULLEMOND, C. P., VAN BEMMEL, I. M. Clumpy tori around active galactic nuclei. **Astronomy and Astrophysics**, v. 436, p. 47–56, June 2005.
- [13] EFSTATHIOU, A., ROWAN-ROBINSON, M. Dusty discs in active galactic nuclei. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 273, p. 649–661, April 1995.
- [14] ELITZUR, M. On the Unification of Active Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal Letters**, v. 747, p. L33, March 2012.
- [15] ESQUEJ, P., ALONSO-HERRERO, A., GONZÁLEZ-MARTÍN, O., HÖNIG, S. F., HERNÁN-CABALLERO, A., ROCHE, P., RAMOS ALMEIDA, C., MASON, R. E., DÍAZ-SANTOS, T., LEVENSON, N. A., ARETXAGA, I., RODRÍGUEZ ESPINOSA, J. M., PACKHAM, C. Nuclear Star Formation Activity and Black Hole Accretion in Nearby Seyfert Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 780, p. 86, January 2014.
- [16] FATH, E. A. Bulletin Number 149 - The spectra of some spiral nebulae and globular star clusters. **Lick Observatory Bulletin**, v. 5, p. 71–77, 1908.
- [17] FRITZ, J., FRANCESCHINI, A., HATZIMINAOGLOU, E. Revisiting the infrared spectra of active galactic nuclei with a new torus emission model. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 366, p. 767–786, March 2006.

- [18] GALLIMORE, J. F., YZAGUIRRE, A., JAKOBOSKI, J., STEVENOSKY, M. J., AXON, D. J., BAUM, S. A., BUCHANAN, C. L., ELITZUR, M., ELVIS, M., O'DEA, C. P., ROBINSON, A. Infrared Spectral Energy Distributions of Seyfert Galaxies: Spitzer Space Telescope Observations of the 12  $\mu\text{m}$  Sample of Active Galaxies. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 187, p. 172–211, March 2010.
- [19] GENZEL, R., CESARSKY, C. J. Extragalactic Results from the Infrared Space Observatory. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 38, p. 761–814, 2000.
- [20] GONZÁLEZ DELGADO, R. M., HECKMAN, T., LEITHERER, C. The Nuclear and Circumnuclear Stellar Population in Seyfert 2 Galaxies: Implications for the Starburst-Active Galactic Nucleus Connection. **Astrophysical Journal**, v. 546, p. 845–865, January 2001.
- [21] GRANATO, G. L., DANESE, L. Thick Tori around Active Galactic Nuclei - a Comparison of Model Predictions with Observations of the Infrared Continuum and Silicate Features. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 268, p. 235, May 1994a.
- [22] GRANATO, G. L., DANESE, L. Thick Tori around Active Galactic Nuclei - a Comparison of Model Predictions with Observations of the Infrared Continuum and Silicate Features. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 268, p. 235–+, May 1994b.
- [23] HAO, L., WEEDMAN, D. W., SPOON, H. W. W., MARSHALL, J. A., LEVENSON, N. A., ELITZUR, M., HOUCK, J. R. The Distribution of Silicate Strength in Spitzer Spectra of AGNs and ULIRGs. **Astrophysical Journal Letters**, v. 655, p. L77–L80, February 2007.
- [24] HO, L. C. Nuclear Activity in Nearby Galaxies. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 46, p. 475–539, September 2008.
- [25] HO, L. C. Radiatively Inefficient Accretion in Nearby Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 699, p. 626–637, July 2009.
- [26] HÖNIG, S. F., BECKERT, T., OHNAKA, K., WEIGELT, G. Radiative transfer modeling of three-dimensional clumpy AGN tori and its application to NGC 1068. **Astronomy and Astrophysics**, v. 452, p. 459–471, June 2006.

- [27] HÖNIG, S. F., KISHIMOTO, M. The dusty heart of nearby active galaxies. II. From clumpy torus models to physical properties of dust around AGN. **Astronomy and Astrophysics**, v. 523, p. A27, November 2010.
- [28] HÖNIG, S. F., KISHIMOTO, M., GANDHI, P., SMETTE, A., ASMUS, D., DUSCHL, W., POLLETTA, M., WEIGELT, G. The dusty heart of nearby active galaxies. I. High-spatial resolution mid-IR spectro-photometry of Seyfert galaxies. **Astronomy and Astrophysics**, v. 515, p. A23, June 2010.
- [29] HOUCK, J. R., ROELLIG, T. L., VAN CLEVE, J., FORREST, W. J., HERTER, T., LAWRENCE, C. R., MATTHEWS, K., REITSEMA, H. J., SOIFER, B. T., WATSON, D. M., WEEDMAN, D., HUISJEN, M., TROELTZSCH, J., BARRY, D. J., BERNARD-SALAS, J., BLACKEN, C. E., BRANDL, B. R., CHARMANDARIS, V., DEVOST, D., GULL, G. E., HALL, P., HENDERSON, C. P., HIGDON, S. J. U., PIRGER, B. E., SCHOENWALD, J., SLOAN, G. C., UCHIDA, K. I., APPLETON, P. N., ARMUS, L., BURGDORF, M. J., FAJARDO-ACOSTA, S. B., GRILLMAIR, C. J., INGALLS, J. G., MORRIS, P. W., TEPLITZ, H. I. The Infrared Spectrograph (IRS) on the Spitzer Space Telescope. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 154, p. 18–24, September 2004.
- [30] IVEZIĆ, Ž., NENKOVA, M., ELITZUR, M. User Manual for DUSTY. **ArXiv Astrophysics e-prints**, October 1999.
- [31] JAFFE, W., MEISENHEIMER, K., RÖTTGERING, H. J. A., LEINERT, C., RICHICHI, A., CHESNEAU, O., FRAIX-BURNET, D., GLAZENBORG-KLUTTIG, A., GRANATO, G.-L., GRASER, U., HEIJLIGERS, B., KÖHLER, R., MALBET, F., MILEY, G. K., PARESCE, F., PEL, J.-W., PERRIN, G., PRZYGODDA, F., SCHOELLER, M., SOL, H., WATERS, L. B. F. M., WEIGELT, G., WOILLEZ, J., DE ZEEUW, P. T. The central dusty torus in the active nucleus of NGC 1068. **Nature**, v. 429, p. 47–49, May 2004.
- [32] JOVANOVIĆ, P., POPOVIĆ, L. Č. X-ray Emission From Accretion Disks of AGN: Signatures of Supermassive Black Holes. **ArXiv e-prints**, March 2009.
- [33] KAISER, M. E., BRADLEY, L. D., II, HUTCHINGS, J. B., CRENSHAW, D. M., GULL, T. R., KRAEMER, S. B., NELSON, C. H., RUIZ, J., WEISTROP, D. The Resolved Narrow-Line Region in NGC 4151. **Astrophysical Journal**, v. 528, p. 260–275, January 2000.

- [34] KENNICUTT, R. C., JR., ARMUS, L., BENDO, G., CALZETTI, D., DALE, D. A., DRAINE, B. T., ENGELBRACHT, C. W., GORDON, K. D., GRAUER, A. D., HELOU, G., HOLLENBACH, D. J., JARRETT, T. H., KEWLEY, L. J., LEITHERER, C., LI, A., MALHOTRA, S., REGAN, M. W., RIEKE, G. H., RIEKE, M. J., ROUSSEL, H., SMITH, J.-D. T., THORNLEY, M. D., WALTER, F. SINGS: The SIRTf Nearby Galaxies Survey. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 115, p. 928–952, August 2003.
- [35] KHACHIKIAN, E. Y., WEEDMAN, D. W. An atlas of Seyfert galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 192, p. 581–589, September 1974.
- [36] KITCHIN, C. **Galaxies in Turmoil**: 2007.
- [37] KROLIK, J. H., BEGELMAN, M. C. Molecular tori in Seyfert galaxies - Feeding the monster and hiding it. **Astrophysical Journal**, v. 329, p. 702–711, June 1988.
- [38] LEBOUTEILLER, V., BARRY, D. J., SPOON, H. W. W., BERNARD-SALAS, J., SLOAN, G. C., HOUCK, J. R., WEEDMAN, D. W. CASSIS: The Cornell Atlas of Spitzer/Infrared Spectrograph Sources. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 196, p. 8, September 2011.
- [39] LIRA, P., VIDELA, L., WU, Y., ALONSO-HERRERO, A., ALEXANDER, D. M., WARD, M. Modeling the Nuclear Infrared Spectral Energy Distribution of Type II Active Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal**, v. 764, p. 159, February 2013.
- [40] MAIOLINO, R., SHEMMER, O., IMANISHI, M., NETZER, H., OLIVA, E., LUTZ, D., STURM, E. Dust covering factor, silicate emission, and star formation in luminous QSOs. **Astronomy and Astrophysics**, v. 468, p. 979–992, June 2007.
- [41] MALKAN, M. A., SARGENT, W. L. W. The ultraviolet excess of Seyfert 1 galaxies and quasars. **Astrophysical Journal**, v. 254, p. 22–37, March 1982.
- [42] MARINUCCI, A., BIANCHI, S., NICASTRO, F., MATT, G., GOULDING, A. D. The Link between the Hidden Broad Line Region and the Accretion Rate in Seyfert 2 Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 748, p. 130, April 2012.
- [43] MASON, R. E., GEBALLE, T. R., PACKHAM, C., LEVENSON, N. A., ELITZUR, M., FISHER, R. S., PERLMAN, E. Spatially Resolved Mid-Infrared

Spectroscopy of NGC 1068: The Nature and Distribution of the Nuclear Material. **Astrophysical Journal**, v. 640, p. 612–624, April 2006.

- [44] MATHIS, J. S., RUMPL, W., NORDSIECK, K. H. The size distribution of interstellar grains. **Astrophysical Journal**, v. 217, p. 425–433, October 1977.
- [45] MOR, R., NETZER, H., ELITZUR, M. Dusty Structure Around Type-I Active Galactic Nuclei: Clumpy Torus Narrow-line Region and Near-nucleus Hot Dust. **Astrophysical Journal**, v. 705, p. 298–313, November 2009.
- [46] NENKOVA, M., IVEZIĆ, Ž., ELITZUR, M. Dust Emission from Active Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal Letters**, v. 570, p. L9–L12, May 2002.
- [47] NENKOVA, M., SIROCKY, M. M., IVEZIĆ, Ž., ELITZUR, M. AGN Dusty Tori. I. Handling of Clumpy Media. **Astrophysical Journal**, v. 685, p. 147–159, September 2008a.
- [48] NENKOVA, M., SIROCKY, M. M., NIKUTTA, R., IVEZIĆ, Ž., ELITZUR, M. AGN Dusty Tori. II. Observational Implications of Clumpiness. **Astrophysical Journal**, v. 685, p. 160–180, September 2008b.
- [49] NIKUTTA, R., ELITZUR, M., LACY, M. On the 10  $\mu\text{m}$  Silicate Feature in Active Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal**, v. 707, p. 1550–1559, December 2009.
- [50] PÉREZ GARCÍA, A. M., RODRÍGUEZ ESPINOSA, J. M. A Far-Infrared Study of the CfA Seyfert Sample. I. The Data. **Astrophysical Journal**, v. 557, p. 39–53, August 2001.
- [51] PETERSON, B. M. **An Introduction to Active Galactic Nuclei**: An introduction to active galactic nuclei, Publisher: Cambridge, New York Cambridge University Press, 1997 Physical description xvi, 238 p. ISBN 0521473489, February 1997.
- [52] PIER, E. A., KROLIK, J. H. Infrared spectra of obscuring dust tori around active galactic nuclei. I - Computational method and basic trends. **Astrophysical Journal**, v. 401, p. 99–109, December 1992.
- [53] POGGE, R. W. A extended ionizing radiation cone from the nucleus of the Seyfert 2 galaxy NGC 1068. **Astrophysical Journal**, v. 328, p. 519–522, May 1988.



- [54] RABAN, D., JAFFE, W., RÖTTGERING, H., MEISENHEIMER, K., TRISTRAM, K. R. W. Resolving the obscuring torus in NGC 1068 with the power of infrared interferometry: revealing the inner funnel of dust. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 394, p. 1325–1337, April 2009.
- [55] RAMOS ALMEIDA, C., LEVENSON, N. A., ALONSO-HERRERO, A., ASENSIO RAMOS, A., RODRÍGUEZ ESPINOSA, J. M., PÉREZ GARCÍA, A. M., PACKHAM, C., MASON, R., RADOMSKI, J. T., DÍAZ-SANTOS, T. Testing the Unification Model for Active Galactic Nuclei in the Infrared: Are the Obscuring Tori of Type 1 and 2 Seyferts Different? **Astrophysical Journal**, v. 731, p. 92, April 2011.
- [56] RAMOS ALMEIDA, C., LEVENSON, N. A., ALONSO-HERRERO, A., ASENSIO RAMOS, A., RODRÍGUEZ ESPINOSA, J. M., PÉREZ GARCÍA, A. M., PACKHAM, C., MASON, R., RADOMSKI, J. T., DÍAZ-SANTOS, T. Testing the AGN Unification Model in the Infrared. **Journal of Physics Conference Series**, v. 372, n. 1, p. 012004, July 2012.
- [57] RODRÍGUEZ-ARDILA, A., VIEGAS, S. M. Hidden starbursts in Seyfert 1 galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 340, p. L33–L37, April 2003.
- [58] RUSCHEL-DUTRA, D., PASTORIZA, M., RIFFEL, R., SALES, D. A., WINGE, C. A mid-IR comparative analysis of the Seyfert galaxies NGC 7213 and NGC 1386. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 438, p. 3434–3442, March 2014.
- [59] RUSH, B., MALKAN, M. A., SPINOGLIO, L. The extended 12 micron galaxy sample. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 89, p. 1–33, November 1993.
- [60] RYDEN, B., PETERSON, B. M., DEMIANSKI, M. Foundations of Astrophysics. **American Journal of Physics**, v. 78, p. 127–127, January 2010.
- [61] SALES, D. A., PASTORIZA, M. G., RIFFEL, R. Polycyclic Aromatic Hydrocarbon and Emission Line Ratios in Active Galactic Nuclei and Starburst Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 725, p. 605–614, December 2010.
- [62] SALES, D. A., PASTORIZA, M. G., RIFFEL, R., WINGE, C. Polycyclic aromatic hydrocarbon in the central region of the Seyfert 2 galaxy NGC 1808. **Monthly**

**Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 429, p. 2634–2642, March 2013.

- [63] SALES, D. A., PASTORIZA, M. G., RIFFEL, R., WINGE, C., RODRÍGUEZ-ARDILA, A., CARCIOFI, A. C. The Compton-thick Seyfert 2 Nucleus of NGC 3281: Torus Constraints from the  $9.7 \mu\text{m}$  Silicate Absorption. **Astrophysical Journal**, v. 738, p. 109, September 2011.
- [64] SALES, D. A., RUSCHEL-DUTRA, D., PASTORIZA, M. G., RIFFEL, R., WINGE, C. High spatial resolution of the mid-infrared emission of the Compton-thick type 2 Seyfert galaxy, Markarian 3. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 441, p. 630–639, June 2014.
- [65] SALPETER, E. E. Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects. **Astrophysical Journal**, v. 140, p. 796–800, August 1964.
- [66] SANDERS, D. B., MAZZARELLA, J. M., KIM, D.-C., SURACE, J. A., SOIFER, B. T. The IRAS Revised Bright Galaxy Sample. **Astronomical Journal**, v. 126, p. 1607–1664, October 2003.
- [67] SCHATTMANN, M., MEISENHEIMER, K., CAMENZIND, M., WOLF, S., TRISTRAM, K. R. W., HENNING, T. Three-dimensional radiative transfer models of clumpy tori in Seyfert galaxies. **Astronomy and Astrophysics**, v. 482, p. 67–80, April 2008.
- [68] SEYFERT, C. K. Nuclear Emission in Spiral Nebulae. **Astrophysical Journal**, v. 97, p. 28–+, January 1943.
- [69] SHI, Y., RIEKE, G. H., HINES, D. C., GORJIAN, V., WERNER, M. W., CLEARY, K., LOW, F. J., SMITH, P. S., BOUWMAN, J.  $9.7 \mu\text{m}$  Silicate Features in Active Galactic Nuclei: New Insights into Unification Models. **Astrophysical Journal**, v. 653, p. 127–136, December 2006.
- [70] SHIELDS, G. A. Gravitation, primordial stars and the dark mass. **Nature**, v. 273, p. 519, June 1978.
- [71] SIEBENMORGEN, R., KRÜGEL, E., SPOON, H. W. W. Mid-infrared emission of galactic nuclei. TIMMI2 versus ISO observations and models. **Astronomy and Astrophysics**, v. 414, p. 123–139, January 2004.

- [72] SMITH, J. D. T., ARMUS, L., DALE, D. A., ROUSSEL, H., SHETH, K., BUCKALEW, B. A., JARRETT, T. H., HELOU, G., KENNICUTT, R. C., JR. Spectral Mapping Reconstruction of Extended Sources. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 119, p. 1133–1144, October 2007a.
- [73] SMITH, J. D. T., DRAINE, B. T., DALE, D. A., MOUSTAKAS, J., KENNICUTT, R. C., JR., HELOU, G., ARMUS, L., ROUSSEL, H., SHETH, K., BENDO, G. J., BUCKALEW, B. A., CALZETTI, D., ENGELBRACHT, C. W., GORDON, K. D., HOLLENBACH, D. J., LI, A., MALHOTRA, S., MURPHY, E. J., WALTER, F. The Mid-Infrared Spectrum of Star-forming Galaxies: Global Properties of Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission. **Astrophysical Journal**, v. 656, p. 770–791, February 2007b.
- [74] STALEVSKI, M., FRITZ, J., BAES, M., NAKOS, T., POPOVIĆ, L. Č. 3D radiative transfer modelling of the dusty tori around active galactic nuclei as a clumpy two-phase medium. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 420, p. 2756–2772, March 2012.
- [75] STORCHI-BERGMANN, T., BONATTO, C. J. Detection of a forbidden O III 5007-Å radiation cone in the nuclei of NGC 1365 and 7582. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 250, p. 138–143, May 1991.
- [76] STORCHI-BERGMANN, T., WILSON, A. S., BALDWIN, J. A. The ionization cone, obscured nucleus, and gaseous outflow in NGC 3281 - A prototypical Seyfert 2 galaxy? **Astrophysical Journal**, v. 396, p. 45–61, September 1992.
- [77] TIELENS, A. G. G. M. **The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium**: August 2005.
- [78] TRAN, H. D. The Nature of Seyfert 2 Galaxies with Obscured Broad-Line Regions. I. Observations. **Astrophysical Journal**, v. 440, p. 565, February 1995.
- [79] TRAN, H. D., MILLER, J. S., KAY, L. E. Detection of obscured broad-line regions in four Seyfert 2 galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 397, p. 452–456, October 1992.
- [80] TRISTRAM, K. R. W., MEISENHEIMER, K., JAFFE, W., SCHARTMANN, M., RIX, H.-W., LEINERT, C., MOREL, S., WITTKOWSKI, M., RÖTTGERING, H., PERRIN, G., LOPEZ, B., RABAN, D., COTTON, W. D., GRASER, U., PARESCE, F., HENNING, T. Resolving the complex structure of

the dust torus in the active nucleus of the Circinus galaxy. **Astronomy and Astrophysics**, v. 474, p. 837–850, November 2007.

- [81] TRISTRAM, K. R. W., RABAN, D., MEISENHEIMER, K., JAFFE, W., RÖTTGERING, H., BURTSCHER, L., COTTON, W. D., GRASER, U., HENNING, T., LEINERT, C., LOPEZ, B., MOREL, S., PERRIN, G., WITTKOWSKI, M. Parsec-scale dust distributions in Seyfert galaxies. Results of the MIDI AGN snapshot survey. **Astronomy and Astrophysics**, v. 502, p. 67–84, July 2009.
- [82] UNSOELD, A., BASCHEK, B. **The new cosmos : an introduction to astronomy and astrophysics**: 2001.
- [83] VASUDEVAN, R. V., FABIAN, A. C., GANDHI, P., WINTER, L. M., MUSHOTZKY, R. F. The power output of local obscured and unobscured AGN: crossing the absorption barrier with Swift/BAT and IRAS. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 402, p. 1081–1098, February 2010.
- [84] WOLTJER, L. Emission Nuclei in Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 130, p. 38, July 1959.
- [85] WU, Y., CHARMANDARIS, V., HUANG, J., SPINOGLIO, L., TOMMASIN, S. Spitzer/IRS 5–35  $\mu\text{m}$  Low-resolution Spectroscopy of the 12  $\mu\text{m}$  Seyfert Sample. **Astrophysical Journal**, v. 701, p. 658–676, August 2009.