

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

O contínuo e a região estendida de linhas estreitas das galáxias ativas ESO 362-G18 e ESO 362-G8 *

Henrique Aita Fraquelli

Dissertação realizada sob orientação da
Dra. Thaisa Storchi Bergmann e apresen-
tada ao Instituto de Física da UFRGS em
preenchimento parcial dos requisitos para
a obtenção do título de Mestre em Física.

Porto Alegre
1997

* Trabalho financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

Aos quatro pais que tive em minha vida

Agradecimentos

- À minha família por servir de inspiração e me mostrar a beleza do mundo acadêmico desde os meus primeiros dias de vida.
- À minha orientadora Thaísa Storchi-Bergmann, pela orientação e amizade.
- Aos colegas e amigos Alberto Ardila, Márcio Oliveira, Irapuan Rodrigues, Edu Costa (apesar do coloradismo fanático), Carlos Dutra e Nelson Villamizar pela amizade e pela ajuda inestimável em discussões e nas tarefas computacionais.
- À meus amigos da pós-graduação pela amizade sincera e companheirismo – em especial ao meu grande amigo Alcione Jurelo e ao pessoal da sala M207 (Benhur Rodrigues, Omar Silveira, Karim Aquere, Mario César Damscki, João Batista e Rogério Adeodato) e M208 (Job Paim, Marco Boff, Evgeni Cruz e Alexandre Mesquita).
- Aos professores e demais colegas do Departamento de Astronomia, pelo convívio harmonioso e instrutivo.
- Aos Doutores Luc Binette e Roberto Cid Fernandes pela ajuda, troca de idéias e incentivos na realização deste trabalho.
- Ao Arthur Boos e ao Mauro Pedro, pela disposição em solucionar os mais diversos problemas na rede de estações de trabalho e por aparecerem nos domingos e feriados para fazer a rede funcionar.
- Aos funcionários da Biblioteca (em especial à Silvia), pela eficiência e pela atenção.
- Ao CNPq pelo apoio financeiro.
- À CPG-Física, pelos auxílios viagem concedidos para participação de congressos e escolas e por todo apoio para que este trabalho pudesse ser realizado.

Resumo

Foram analisados espectros óticos de fenda longa das galáxias Seyfert 1 ESO362-G18 e Seyfert 2 ESO362-G8. Estas duas galáxias apresentam emissão por gás de alta excitação em forma anisotrópica, possivelmente devido à colimação por um tóro de poeira. O objetivo do presente trabalho consiste em estudar o contínuo e a região estendida de linhas de emissão (ENLR) destes objetos. Este trabalho constitui-se no primeiro estudo detalhado realizado sobre estas galáxias.

A população estelar em cada galáxia é caracterizada em função da distância ao núcleo. O contínuo nuclear é estudado em termos de duas componentes: a população estelar e a componente AGN (“Active Galactic Nuclei”). Observa-se a presença desta componente AGN na galáxia Seyfert 1 ESO362-G18. A galáxia Seyfert 2 não permite observar esta componente AGN mesmo depois de subtraída a componente de população estelar. Nas duas galáxias observa-se importante contribuição de população de idade intermediária ($\sim 5 \cdot 10^8$ anos).

A partir das linhas estreitas de emissão, mapeamos a excitação do gás interestelar ao longo da ENLR. As razões entre estas linhas de emissão são reproduzidas a partir de um modelo de fotoionização de duas componentes – uma componente limitada por matéria (“matter-bounded”) e uma componente limitada por ionização (“ionization-bounded”). Este modelo, construído utilizando o código de fotoionização MAPPINGS Ic, se propõe a resolver os problemas apresentados pelos modelos tradicionais de uma componente apenas.

A partir dos resultados obtidos com o modelo de duas componentes, determinamos o fator de preenchimento e o fator de cobertura do gás em função da distância ao núcleo. Utilizamos estes parâmetros para testar a consistência do modelo proposto. Por fim realiza-se o cálculo de balanço de fótons e estuda-se a natureza do contínuo infravermelho (IR) médio e distante – comparando-se a luminosidade observada no IR, calculada a partir dos fluxos IRAS, com a luminosidade predita para um tóro que envolve a fonte modelada e re-emite a radiação incidente no infravermelho.

Abstract

We analyze long-slit spectra of the galaxies ESO362-G18 (Seyfert 1) and ESO362-G8 (Seyfert 2). These two galaxies present anisotropic high excitation gas emission possibly due to collimation by a dusty torus. In this work we study the continuum and the extended narrow line region (ENLR) of these objects. Our work is the first detailed study of these galaxies.

The stellar population in each galaxy is characterized as a function of distance to the nucleus. The nuclear continuum is studied in terms of two components: a stellar population one and an AGN (active galactic nuclei). We observe directly this AGN component in the Seyfert 1 galaxy ESO362-G18. In the Seyfert 2 galaxy ESO362-G8 it is not possible to observe this AGN component even after we subtract the stellar population. In the two galaxies we observe important contribution of intermediate age population ($\sim 5 \cdot 10^8$ years).

We use the narrow emission lines to map the excitation of the interstellar gas along the ENLR. The ratios of these emission lines are reproduced by a photoionization model of two components – a matter-bounded component and an ionization-bounded component. Using this model, constructed using the MAPPINGS Ic photoionization code, we intend to solve the problems presented by the traditional models of only one component.

From the results obtained with the model, we determine the filling factor and the covering factor of the gas as a function of distance from the nuclei. We use these parameters to test the consistency of the proposed model. Finally, we calculate the photons balance and study the nature of the mid and far-infrared (IR) continuum – comparing the observed luminosity in the IR, calculated from the IRAS fluxes, with the predicted luminosity of a torus which absorbs the modeled source radiation and re-radiate it in the IR.

Sumário

1. Introdução	1
1.1 Núcleos ativos	1
1.2 O Modelo Unificado	3
1.3 O Presente Trabalho	5
2. As Observações	10
2.1 Espectroscopia de fenda longa	10
3. Estudo da População Estelar e do Contínuo Nuclear	16
3.1 Introdução	16
3.2 Caracterização da População Estelar	17
3.2.1 ESO362-G8	18
3.2.2 ESO362-G18	20
3.3 Subtração da População Estelar	20
3.3.1 Cálculo da contribuição da população estelar a um contínuo observado	22
3.3.2 ESO362-G8	24
3.3.3 ESO362-G18	27
4. Emissão do Gás Interestelar	29
4.1 Subtração da Contribuição da População Estelar	29
4.2 Correção pelo Avermelhamento	30
4.2.1 ESO362-G8	31
4.2.2 ESO362-G18	32
4.3 Fluxos Absolutos das Linhas de Emissão	33
4.3.1 ESO362-G8	33
4.3.2 ESO362-G18	36
4.4 Razões Entre as Linhas de Emissão	36
4.4.1 ESO362-G8	36
4.4.2 ESO362-G18	39
4.5 Modelos para a ENLR	43
4.5.1 Modelos para ESO362-G8	47
4.5.2 Modelos para ESO362-G18	49
5. Testes de Consistência dos Modelos e Balanço de Fótons	55
5.1 Fator de Preenchimento e Fator de Cobertura	55
5.1.1 Fator de Preenchimento	55

5.1.2	Fator de Cobertura	58
5.2	Balanço de Fótons	59
5.3	Natureza do Contínuo Infravermelho	62
5.3.1	ESO362-G8	64
5.3.2	ESO362-G18	64
6.	Conclusões	65
	Referências Bibliográficas	67

Lista de Tabelas

2.1	Posição, janelas e dimensões correspondentes na galáxia aos espectros extraídos de ESO362-G8.	13
2.2	Posição, janelas e dimensões correspondentes na galáxia aos espectros extraídos de ESO362-G18.	13
3.1	Medida das larguras equivalentes em Å das linhas de absorção K(CaII) ($\lambda\lambda 3908\text{Å}-3952\text{Å}$), banda G ($\lambda\lambda 4284\text{Å}-4318\text{Å}$) e MgI ($\lambda\lambda 5156\text{Å}-5196\text{Å}$) e a respectiva distância em segundos de arco ao núcleo de ESO362-G8, ao longo do p.a. 165° .	18
3.2	Medida das larguras equivalentes em Å das linhas de absorção K(CaII) ($\lambda\lambda 3908\text{Å}-3952\text{Å}$), banda G ($\lambda\lambda 4284\text{Å}-4318\text{Å}$) e MgI ($\lambda\lambda 5156\text{Å}-5196\text{Å}$) e a respectiva distância em segundos de arco ao núcleo de ESO362-G8, ao longo do p.a. 60° .	20
3.3	Medida das larguras equivalentes em Å das linhas de absorção K(CaII) ($\lambda\lambda 3908\text{Å}-3952\text{Å}$), banda G ($\lambda\lambda 4284\text{Å}-4318\text{Å}$) e MgI ($\lambda\lambda 5156\text{Å}-5196\text{Å}$) e a respectiva distância em segundos de arco ao núcleo de ESO362-G18, ao longo do p.a. 55.2°	22
3.4	Medida das larguras equivalentes em Å das linhas de absorção K(CaII) ($\lambda\lambda 3908\text{Å}-3952\text{Å}$), banda G ($\lambda\lambda 4284\text{Å}-4318\text{Å}$) e MgI ($\lambda\lambda 5156\text{Å}-5196\text{Å}$) e a respectiva distância em segundos de arco ao núcleo de ESO362-G18, ao longo do p.a. 158°	23
3.5	ESO 361-G8: Medida das larguras equivalentes das linhas de absorção K(CaII) ($\lambda\lambda 3908\text{Å}-3952\text{Å}$), banda G ($\lambda\lambda 4284\text{Å}-4318\text{Å}$), MgI ($\lambda\lambda 5156\text{Å}-5196\text{Å}$), H δ $\lambda\lambda 4082\text{Å}-4124\text{Å}$ e do H γ $\lambda\lambda 4318\text{Å}-4364\text{Å}$ para o espectro nuclear, template de população adotado e resíduo da subtração do espectro nuclear pelo template.	27
4.1	Fluxos absolutos das linhas de emissão de ESO362-G8, corrigidos pela presença da população estelar, ao longo do p.a. 165° . Os fluxos estão em unidades de $10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$. λ corresponde a comprimento de onda central em repouso.	33
4.2	Fluxos absolutos das linhas de emissão de ESO362-G8, corrigidas pela presença da população estelar, ao longo do p.a. 60° . Os fluxos estão em unidades de $10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$	36
4.3	Fluxos absolutos das linhas de emissão de ESO362-G18, corrigidas pela presença da população estelar, ao longo do p.a. 55.2° . Os fluxos estão em unidades de $10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$	39
4.4	Fluxos absolutos das linhas de emissão de ESO362-G18, corrigidas pela presença da população estelar, ao longo do p.a. 158° . Os fluxos estão em unidades de $10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$	42

4.5	Parâmetros adotados para o modelo a ($S = n_{IB}/n_{MB} = 100$, em $x = 10''$ NE).	49
4.6	Parâmetros adotados para o modelo b ($S = n_{IB}/n_{MB} = 40$, em $x = 10''$ NE).	52
4.7	Parâmetros adotados para o modelo c ($S = n_{IB}/n_{MB} = 25$, em $x = 10''$ NE).	52
4.8	Parâmetros adotados que melhor se ajustaram aos pontos observacionais de ESO362-G18.	52

Capítulo 1

Introdução

1.1 Núcleos ativos

Até aproximadamente a metade do século XX acreditava-se que a energia emitida pelas galáxias era produzida quase que exclusivamente por estrelas. A partir do descobrimento das rádio galáxias e posteriormente pela identificação e reconhecimento dos quasares (do inglês “quasistellar radio sources”) esta crença foi derrubada. Os espectros nucleares destes objetos apresentavam muitas linhas de emissão de alta ionização. Estes núcleos galácticos eram invariavelmente muito luminosos e as linhas de emissão mais largas que as linhas de absorção de galáxias normais.

Em 1908 Fath já havia observado, ao estudar os espectros das nebulosas espirais mais brilhantes, que o espectro nuclear de NGC1068 embora apresentando linhas de absorção – interpretadas como sendo devidas a um contínuo de população estelar – também apresentava seis linhas de emissão, reconhecidas na época como características de nebulosas planetárias. Atualmente estas linhas são conhecidas como [OII] λ 3727, [NeIII] λ 3769, H β e [OIII] $\lambda\lambda$ 4363,4959,5007. Algum tempo depois foram obtidos melhores espectros para NGC1068 (Slipher 1917, Hubble 1926) e para NGC4051 e NGC4151 (Hubble 1926) e as mesmas linhas de emissão foram encontradas.

Aproximadamente duas décadas mais tarde Carl Seyfert (1943) publicou um importante trabalho em que estas e outras galáxias foram estudadas, separando na amostra de objetos observados uma pequena fração que apresentava linhas de emissão de alta ionização no espectro nuclear. Os núcleos destes objetos eram de alta luminosidade e suas linhas de emissão eram mais largas que as linhas de baixa excitação que apareciam no espectro do núcleo de diversas galáxias normais. Estas características – linhas de emissão largas que cobrem um grande intervalo de ionização, provenientes de um núcleo pequeno e brilhante – definem a classe de objetos conhecidos como galáxias Seyfert. Eles são o tipo mais comum de AGN’s (do inglês “active galactic nuclei”), mas são raros comparados com os núcleos típicos de galáxias (não ativos).

Anos depois as galáxias Seyfert passaram a ser consideradas como possíveis membros da família dos quasares, a partir do momento em que se descobriu que seus espectros eram muito semelhantes. Atualmente se sabe que a emissão dos núcleos de algumas galáxias é uma fração significativa da energia total emitida por estas. Nos casos mais extremos (quasares) esta emissão chega a 99% do total, atribuindo-se o restante 1% a estrelas (Lawrence 1987).

Define-se então núcleos ativos de galáxias (AGN's) como aqueles em que seu grau de atividade (ou grau de excitação) é tal que não pode ser explicado em termos de processos estelares ou diretamente relacionados a estes (Filippenko 1989). Os objetos que apresentam estas características são os quasares, QSO's (do inglês "QuasiStellar Objects"), galáxias Seyfert, rádio-galáxias e possivelmente uma parte das galáxias IRAS luminosas (Osterbrock 1989, Antonucci 1993). Ainda segundo Osterbrock (1989), quasares são a classe de AGN's mais rara e também mais luminosa, enquanto que as rádio galáxias e as galáxias Seyfert são as mais numerosas e as menos intrinsecamente luminosas. Tanto do ponto de vista observacional quanto do teórico, QSO's e galáxias Seyfert parecem ser o mesmo tipo de objeto, com nomes diferentes por corresponderem a fontes de alta e baixa luminosidade, respectivamente, de uma sequência contínua de objetos fisicamente similares. Schmidt & Green (1983) com base nesta idéia, introduziram uma classificação em que AGN's em galáxias mais luminosas que $M_B = -23$ (magnitude absoluta) são QSO's, enquanto que AGN's em galáxias menos luminosas que $M_B = -23$ são galáxias Seyfert. A luminosidade de um núcleo destes, com $M_B = -23$, integrada em todas as frequências observadas ($10^{10}\text{Hz} \leq \nu \leq 10^{25}\text{Hz}$) resulta em $L \simeq 2 \times 10^{46} \text{ ergs}\cdot\text{s}^{-1}$. Esta energia é muito maior do que a que se pode obter por um núcleo formado apenas por estrelas. O único processo que parece ser capaz de explicar tal quantidade de energia é a liberação de energia gravitacional em um disco de acreção que gira em torno de um objeto central massivo. A matéria próxima ao centro da galáxia perde momento angular e é acretada na forma de disco por este objeto central massivo que se pensa ser um buraco negro (Linden-Bell 1969, Rees 1977,1984). Esta energia é irradiada ao longo de todo o espectro de energia, desde os raios- γ e raios-X até frequências de rádio.

Khachikian & Weedman (1974) dividiram as galáxias Seyfert em dois grupos, Seyfert 1 e Seyfert 2. As galáxias Seyfert 1 têm linhas muito largas de HI, HeI e HeII, com larguras a meia-altura (FWHM - full width at half maximum) que vão desde 3000 até 10000 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$. Observam-se também linhas de emissão estreitas proibidas e permitidas de HI, [OIII] $\lambda\lambda 4959,5007$, HeII, [NII] $\lambda\lambda 6548,6583$, [SII] $\lambda\lambda 6717,6731$. A largura típica destas linhas, embora maior que as das nebulosas planetárias e regiões HII, é menor que as das permitidas largas, com FWHM's típicos entre 500-1000 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$. O espectro das galáxias Seyfert 2 está formado por linhas estreitas proibidas e permitidas, geralmente com valores de FWHM da mesma ordem. Segundo Osterbrock (1984) ainda se pode usar uma classificação intermediária, na qual Seyfert 1.5 são galáxias cujos espectros apresentam linhas de Balmer com componentes estreitas e largas de intensidade comparável, enquanto que Seyfert 1.8 e 1.9 possuem componente larga relativamente fraca em $H\alpha$ e componente larga muito fraca (Seyfert 1.8) ou não detectável (Seyfert 1.9) em $H\beta$. Outra importante diferença entre o espectro de galáxias Seyfert é o contínuo: Seyferts de tipo 1 apresentam contínuo "featureless", enquanto que Seyferts de tipo 2 têm seu contínuo dominado pela população estelar.

A partir destas observações espectroscópicas surgiu um modelo no qual separa-se o núcleo em duas regiões distintas: uma região onde são formadas as linhas estreitas (Narrow-Line Region - NLR) e uma região onde são formadas as linhas permitidas largas (Broad-Line Region - BLR). A ausência de emissão de linhas proibidas proveniente da BLR se atribui ao fato delas serem desexcitadas colisionalmente nesta região, o que implica altas densidades eletrônicas. Na NLR a densidade é menor, tornando-se possível a existência das linhas

proibidas. Segundo Osterbrock (1993) pode-se calcular, com base nas razões das linhas de emissão da NLR, que a temperatura eletrônica nesta região é da ordem de $T_e^{OIII} \simeq 10^4$ K e a densidade $N_e^{SII} < 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Na BLR a temperatura média também é da ordem de $T \simeq 10^4$ K. Em algumas galáxias Seyfert 1 é possível a observação de uma componente larga na linha de emissão semi-proibida $CIII]\lambda 1909$, sendo possível estimar um limite superior para a densidade eletrônica da BLR, equivalente à densidade crítica desta linha $N_e \simeq 10^{9.5} \text{ cm}^{-3}$.

Também pode-se estimar a massa e a dimensão destas regiões, sendo da ordem de $M \simeq 10^6 M_\odot$ e o raio da ordem de 100-1000 pc para a NLR (medido em imagens obtidas com filtros estreitos [OIII], $H\alpha$ + [NII]), enquanto que a BLR possui $M \simeq 10 M_\odot$ e raio de aproximadamente 0.1 pc. Filippenko, Ho & Sargent (1993) obtiveram espectros e imagens da galáxia Seyfert 1 NGC4395 com o telescópio espacial Hubble (HST), encontrando que a BLR desta galáxia não é resolvida e que um limite superior para o seu diâmetro é 0.7 pc.

A baixa temperatura do gás e o grande intervalo de ionização dos elementos ([OI], [NI], [OIII] e [NeV], entre outros) observados no espectro de AGN's, sugerem que a NLR seja fotoionizada e que o espectro ionizante se estenda para as altas energias (ultravioleta, raios-X e raios- γ), o que é confirmado por observações recentes nas regiões espectrais do ultravioleta (UV), raios-X e raios- γ (Alloin *et al.* 1995). Um contínuo ionizante que tem forma de uma lei de potência do tipo

$$F_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (1.1)$$

pode ser assumido, estendendo-se praticamente ao longo de todo o intervalo espectral (desde os raios-X duros até o infravermelho (IR) e o rádio). Observam-se geralmente excessos acima deste contínuo no IR e no UV e variabilidades em fluxo e no perfil tanto de linhas permitidas largas como no contínuo. Mathews & Ferland (1987) introduziram em seus modelos uma lei de potência com diferentes índices espectrais para diferentes bandas de energia (raios-X a rádio) que parece reproduzir melhor os dados observacionais.

1.2 O Modelo Unificado

Duas maneiras de explicar a ausência de linhas largas e contínuo “featureless” detectáveis de Seyfert 2 foram propostas por Antonucci (1993):

- estas galáxias não apresentam estas componentes;
- estas componentes existem, mas estão parcialmente ou totalmente bloqueadas, ao longo da linha de visada.

Vários elementos motivaram a elaboração de um modelo unificado que explicasse de uma mesma forma as galáxias Seyferts de tipo 1 e tipo 2. Em 1977, Rowan-Robinson encontrou que Seyferts 2 têm excesso de emissão no IR devido à poeira quando comparadas com Seyferts 1. Num trabalho de 1980, Keel observou uma deficiência de galáxias Seyfert 1 próximas vistas de lado (edge-on). Ao examinar a visibilidade do núcleo em uma amostra de galáxias espirais próximas ele encontrou que este efeito é muito grande para ser explicado em termos de uma absorção pelo disco galáctico de galáxias normais. Ele sugeriu então

que como os núcleos Seyfert são bem pequenos, nuvens densas fora do plano galáctico, mas ainda próximas ao núcleo, bloqueariam a visão deste. Lawrence & Elvis (1982) realizaram um estudo estatístico de várias propriedades de galáxias Seyfert (raios-X, emissão de linhas estreitas e largas), e encontraram que pelo menos as Seyfert 2 mais luminosas devem possuir contínuo “featureless” e BLR absorvidos pela poeira – também encontraram que a deficiência de Seyfert 1 edge-on encontrada por Keel (1980) era apenas um efeito de amostra.

Antonucci & Miller (1985) observaram um espectro de Seyfert 1 na galáxia Seyfert 2 NGC1068, visível em luz plano-polarizada, o que levou a interpretação de que esta galáxia possui uma BLR escondida no núcleo e que a radiação que escapa ao longo do eixo da BLR é espalhada na direção da Terra. A polarização do contínuo “featureless” de NGC1068 é alta ($\simeq 16\%$) e independente do comprimento de onda, o que levou a interpretação de que o agente espalhador seja elétrons e não poeira. Este resultado foi confirmado por Code *et al.* (1993), com observações na região do ultravioleta distante feitas por satélite. Em outro trabalho, Antonucci (1993) obteve que a razão entre a luminosidade de raios-X e das linhas largas de NGC1068 é semelhante à de Seyferts 1 – isto sugere que os raios-X também são espalhados na nossa direção, o que reforça a idéia de que os agentes espalhadores são elétrons.

Pogge (1988a) através de imagens [OIII] $\lambda 5007$ e $H\alpha$ encontrou uma estrutura de alta excitação com forma de cone em NGC1068; Evans *et al.* (1991) posteriormente confirmaram esta estrutura em observações com o HST. A existência deste cone pode ser explicada como sendo devida a um toro circumnuclear com muita poeira que obstrui a visão direta do núcleo, fazendo com que a radiação escape da região nuclear de forma anisotrópica, sendo colimada na forma de cone pelo toro.

O vértice do cone de NGC1068 coincide com a posição do megamaser nuclear de H_2O (Claussen & Lo 1986) e com uma nuvem nuclear de $7 \times 10^{10} M_{\odot}$ de H_2 , detectada com observações de CO (Planesas, Scoville & Myers 1991). Evans *et al.* (1991) presumem que o maser e a emissão de CO são provenientes do toro. Medidas da emissão HCN foram feitas por Jackson *et al.* (1993) e os resultados encontrados são compatíveis com os da emissão CO, o que reforça a idéia da presença de um toro molecular que obscurece e colima a radiação emitida pelo núcleo.

Observações das galáxias NGC1068, Mrk3 e Mrk573 com filtros de banda estreita centrados em [OIII] e $H\alpha$ e filtros largos centrados em 3600\AA e 6100\AA , mostram que estas galáxias apresentam um excesso de emissão no UV próximo, coincidente com a emissão estendida de gás ionizado, ao longo do eixo de rádio, sendo que as regiões de mais alta emissão não coincidem com o núcleo (Pogge & De Robertis 1993). Eles interpretam que estas regiões atuariam como espelhos que espalhariam a luz nuclear na direção da Terra.

Observações espectropolarimétricas foram realizadas também em outras galáxias (Miller & Goodrich 1990, Tran, Miller & Kay 1992), sendo que boa parte delas apresentaram linhas largas em luz polarizada. Os valores encontrados para a polarização da luz nuclear para estas galáxias foram, contudo, menores. Alguns dos objetos observados por Miller & Goodrich apresentam um aumento da polarização para o azul, o que sugere que poeira deve estar contribuindo para a reflexão da luz nuclear.

O imageamento com filtros estreitos [OIII] e $H\alpha$ foi feito também para outras galáxias, encontrando-se em várias delas cones de ionização, visíveis em [OIII] ou em mapas de excitação, que podem ser obtidos dividindo-se a imagem [OIII] pela imagem $H\alpha$ (Bergeron, Petitjean & Durret 1989; Corbin, Baldwin & Wilson 1988; Haniff, Ward & Wilson 1991; Pogge 1988a, 1988b, 1989; Schmitt, Storchi-Bergmann & Baldwin 1994; Schulz 1990; Storchi-Bergmann & Bonatto 1991; Storchi-Bergmann, Wilson & Baldwin 1992; Wilson *et al.* 1993; Tadhunter & Tzvetanov 1989). Segundo Wilson (1992), existe uma tendência geral de que galáxias que apresentam jatos em rádio apresentem ENLR alinhadas com estas estruturas – isto se deveria à ejeção de plasma (emissor de rádio) que gera choques com o meio-interestelar.

Uma série de artigos teóricos sobre modelos unificados foi feita por Krolik e colaboradores. Estes modelos apresentam um toro molecular com poeira, sendo que sua face interna se encontra a alguns parsecs da fonte central. Krolik & Begelman (1988) apontam que é difícil, do ponto de vista teórico, entender como um toro de poeira de espessura geométrica grande, pode ser mantido estável. Pier & Krolik (1992a) mostraram posteriormente que a pressão de radiação pode manter o toro estável.

Mulchaey, Mushotzky & Weaver (1992) examinaram dados em raios-X de uma amostra de galáxias Seyfert 2 detectadas no UV, encontrando que estas possuem altas densidades de coluna ($N_H \approx 10^{22}$ - 10^{24} cm^{-2}) em quase toda amostra. Estes autores acreditam que a presença de emissão UV combinada com absorção de raios-X duros indica a existência de uma geometria especial, que deve ter as propriedades gerais do modelo unificado. Seus resultados são consistentes com o modelo segundo o qual os fótons de raios-X duros são vistos diretamente através do material obscurescedor do toro, enquanto que os fótons óticos, UV e de raios-X moles são vistos espalhados.

A idéia de que Seyferts 2 são na verdade galáxias Seyfert 1 cujas BLR estão escondidas da visão direta, foi então reforçada. Isto fez com que aumentasse o interesse no estudo de um modelo que unificasse os AGN's Seyferts de tipo 1 com o de tipo 2, onde sua classificação dependesse apenas da direção a partir do qual o núcleo é visto, em relação à linha de visada.

O modelo unificado assume o seguinte cenário: as galáxias Seyfert 2 são galáxias Seyfert 1 nas quais a fonte central e a região de linhas largas estão ocultas da visão direta provavelmente por um toro de gás e poeira. Este toro colima a radiação ionizante que escapa, produzindo morfologias cônicas no gás de alta excitação. Em Seyferts de tipo 1 é possível observar diretamente a fonte central e a região de linhas largas.

1.3 O Presente Trabalho

Neste trabalho selecionamos duas galáxias com núcleo ativo, ESO362-G8 e ESO362-G18, que contêm emissão anisotrópica no gás de alta excitação, com o objetivo de investigar as características do gás à luz do modelo unificado, bem como a natureza do contínuo observado, nas duas galáxias, utilizando a técnica de espectroscopia de fenda longa.

ESO362-G18 foi classificada como Seyfert 1 por Boller *et al.* (1992) em um trabalho com o satélite ROSAT (telescópio de raios-X). Winkler *et al.* (1988) classificaram esta galáxia

como Seyfert 1.5. Posteriormente nos trabalhos de Mulchaey *et al.* (1996) e Tsvetanov & Petrosian (1995) ela foi re-classificada como Seyfert 1 com classificação morfológica de Hubble S0/a. Sua magnitude aparente B é 13.78 com um erro de ± 0.21 (dados obtidos no NED - NASA-IPAC extragalactic database). Mulchaey *et al.* (1996) obtiveram também imagens através de filtros interferenciais centrados nas linhas de emissão [OIII] λ 5007, H α + [NII] λ λ 6548,6583, contínuo verde e o mapa de excitação desta galáxia – construído a partir da razão entre as imagens nas linhas de emissão [OIII] / H α + [NII] (veja figura 1.1).

Pode-se ver na imagem [OIII] que o máximo da emissão é próximo ao núcleo. Há uma emissão estendida [OIII] na direção sudeste, anisotrópica, com possível morfologia cônica, estendendo-se até 10"SE. Na imagem H α pode-se ver que o máximo de emissão é próximo ao pico do contínuo, no núcleo. Sua distribuição em torno do núcleo é mais simétrica. O mapa de excitação indica que o gás é de alta excitação somente em parte da região estendida [OIII] na direção sudeste. A mais alta excitação do gás é localizada a 7" (2.5 kpc) do núcleo. ESO362-G18 forma um par fechado com ESO362-G17, distando 373" (133.2 kpc) desta (Soares *et al.* 1995). É provável também a existência de uma terceira galáxia associada a estas a uma distância de mais de 1 Mpc. A velocidade radial de ESO362-G18 é 3780 km·s⁻¹ (Mulchaey *et al.* 1996); utilizando o valor de $H_0 = 75 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ para a constante de Hubble adotaremos uma distância de 50.4 Mpc para esta galáxia. Um segundo de arco corresponde a 370 pc para ESO362-G18.

ESO362-G8 foi classificada como Seyfert 2 por Winkler (1988), pois possui uma razão [OIII]/H β presumivelmente alta, uma vez que não se detecta nenhuma emissão H β . Há uma forte absorção nas linhas de Balmer que é um sinal da presença de um grande número de estrelas do tipo A a F na região nuclear. Ele determinou também uma velocidade de 4830 km·s⁻¹, o que usando uma constante de valor igual a $75 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ nos leva a uma distância de 64.4 Mpc. Um segundo de arco corresponde a 470 pc para esta galáxia. Sua magnitude aparente B é 13.60 com um erro de ± 0.21 (obtidos no NED). Mulchaey *et al.* (1995) mostra que a emissão [OIII] e o contínuo ótico estão alinhados próximos ao núcleo desta galáxia. Mulchaey *et al.* (1996) apresentam imagens [OIII], H α + [NII], contínuo verde bem como o mapa de excitação desta galáxia (figura 1.2). A emissão [OIII] estende-se por 25" (11.4 kpc) ao longo do disco galáctico. Ao longo do eixo-menor, na direção sudoeste, a emissão vai até uma distância de 10" (4.6 kpc). Observa-se ainda um “blob” de emissão [OIII] a 8" (8.3 kpc) a nordeste do núcleo. A emissão H α se distribui ao longo de todo o disco galáctico, tendo um pico na direção nordeste do núcleo coincidente com a posição do “blob” [OIII]. No mapa de excitação se pode observar 5 picos de excitação. Um deles no núcleo; outro, mais forte no “blob”. Outra posição é do outro lado do núcleo ao longo do eixo menor na direção sudoeste (aproximadamente na posição oposta ao “blob”). As outros duas estão ao longo do eixo maior, na direção NW-SE (ao longo do disco galáctico), uma em cada lado do núcleo. O mapa de excitação forma então uma curiosa figura de cruz com ponto central no núcleo. A galáxia apresenta ainda um contínuo nuclear avermelhado.

No presente trabalho, apresentaremos espectroscopia de fenda longa obtida ao longo da emissão estendida nas duas galáxias acima. Utilizaremos estes dados espectroscópicos para:

1) Estudar a natureza do contínuo nas duas galáxias, investigando a variação de suas propriedades ao longo da região nuclear. A análise do contínuo envolve duas etapas – a

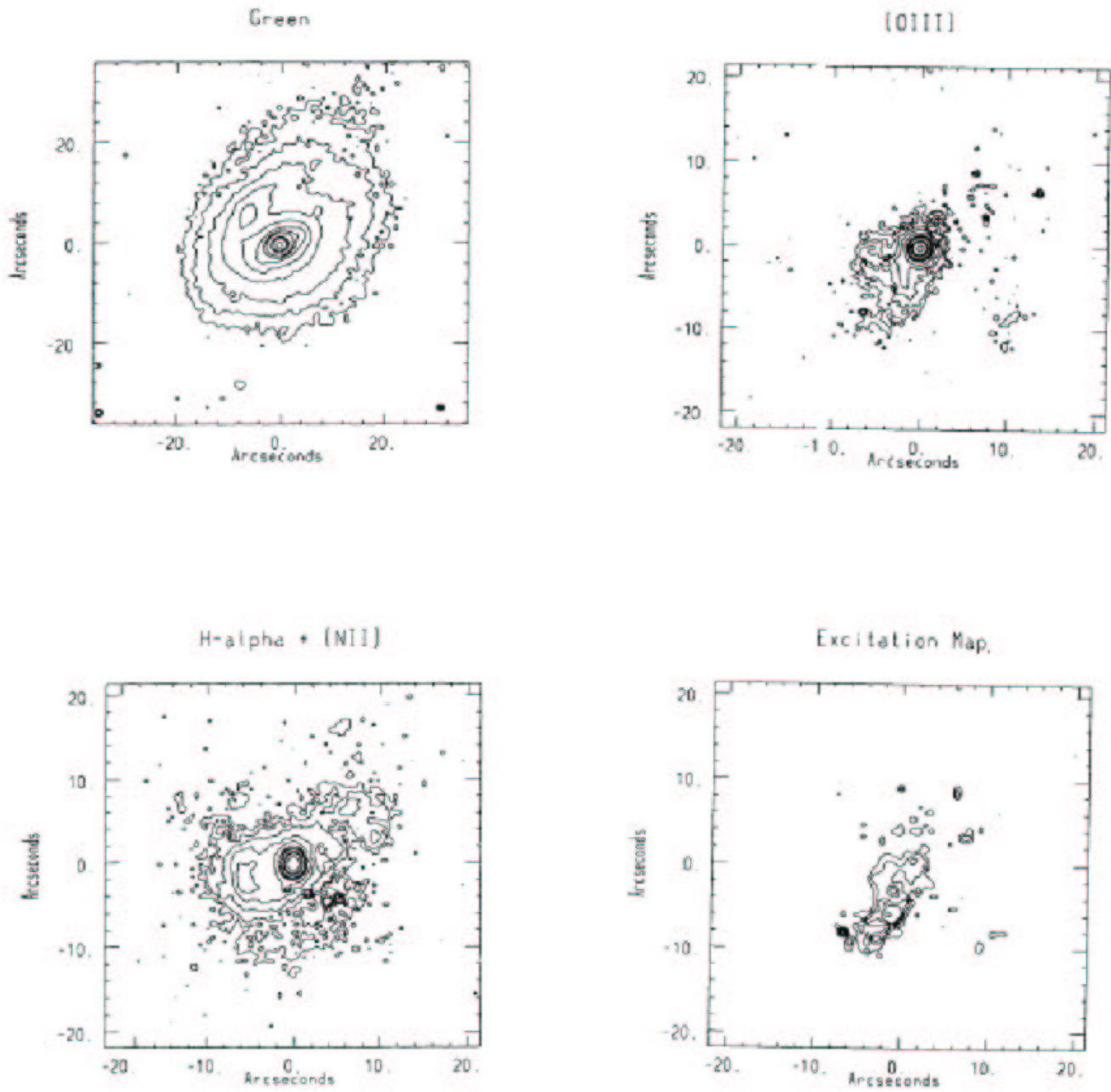


Fig. 1.1: *Imagens do contínuo, [OIII], $H_\alpha + [NII]$, e mapa de excitação de ESO362-G18. $1''$ corresponde a 370 pc.*

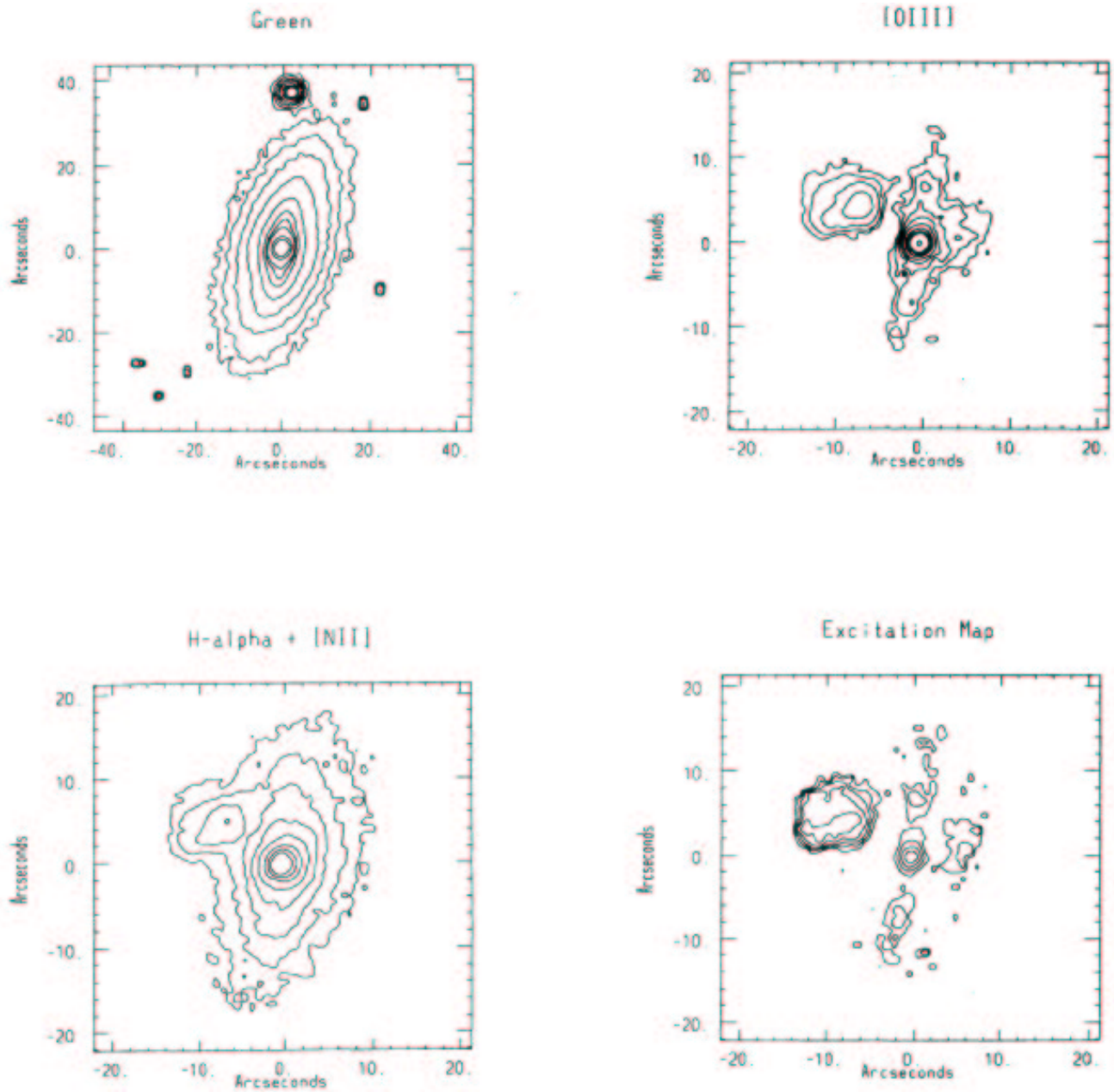


Fig. 1.2: *Imagens do contínuo, [OIII], H_{α} + [NII], e mapa de excitação de ESO362-G8. 1'' corresponde a 470 pc.*

determinação da contribuição da população estelar e do possível contínuo “featureless” nuclear F_c . Será investigada a natureza do contínuo F_c bem como a variação das características da população estelar com a distância ao núcleo da galáxia. As duas galáxias selecionadas têm características interessantes quanto às propriedades do contínuo: ESO362-G8 tem um grande número de estrelas tipo A-F, o que denota um episódio recente de formação estelar no seu núcleo e indica que pelo menos parte do contínuo azul nesta galáxia é de estrelas jovens. Trabalhos publicados por Cid Fernandes & Terlevich 1995 e Heckman *et al.* 1995 sugerem que o contínuo azul de galáxias Seyferts de tipo 2 é devido à formação estelar recente. A verificação da presença deste tipo de população estelar na região nuclear de galáxias Seyfert 2 tem adquirido desde então grande importância. ESO362-G18, embora tendo morfologia cônica do gás de alta excitação, apresenta linhas largas e uma contribuição evidente de um contínuo F_c , o que indica que se um toro de poeira é responsável pela colimação da radiação, sua inclinação é tal que pode-se enxergar a fonte nuclear ou este toro apresenta um “furo” ao longo da linha de visada e então é um caso em que o modelo unificado não se aplica estritamente.

2) Estudar as características da emissão estendida com a distância ao núcleo, comparando-as com modelos de fotoionização e com as previsões do modelo unificado. Em particular, se a emissão anisotrópica é devida ao obscurecimento do núcleo por um toro de poeira, espera-se que o número de fótons ionizantes visto por este gás seja maior do que o que vemos diretamente da fonte, que está bloqueada pelo toro. Logo uma análise a ser feita é a do cálculo do número de fótons ionizantes vistos pelo gás N_{ph} da NLR e ENLR (extended narrow line region – assim chamada quando se estende a algumas centenas de parsecs) em comparação com o número de fótons ionizantes N_{ion} observados diretamente da fonte. Com isto podemos realizar uma estimativa do ponto de vista energético dos AGN’s observados. Isto pode ser feito de várias maneiras, como descrito a seguir.

Podemos obter N_{ph} a partir do parâmetro de ionização, calculado com base nas razões de linha de emissão da ENLR. Isto foi feito para as galáxias NGC1068 (Baldwin *et al.* 1987), NGC4151 (Penston *et al.* 1990), Mrk573 (Tsvetanov & Walsh 1991), NGC3281 (Storchi-Bergmann *et al.* 1992) e NGC5643 (Schmitt *et al.* 1994) onde em todas foi encontrado que $N_{ph}/N_{ion} > 1$, o que indica anisotropia uma vez que o número de fótons ionizantes visto pelo gás é maior que o número visto na Terra. Para isto utilizaremos o código de fotoionização MAPPINGS Ic, com o objetivo de reproduzir as razões entre as linhas de emissão observadas ao longo do gás emissor.

Se o toro de poeira está realmente presente, espera-se que ele reemita no infra-vermelho. Pretendemos então calcular a luminosidade do toro de poeira no IR. Storchi-Bergmann *et al.* (1992) utilizaram este procedimento para um grupo de 9 galáxias Seyfert 2 que apresentam cones de ionização. O resultado encontrado foi compatível com a existência de um toro de poeira em torno do núcleo, nesta amostra de galáxias. O método consiste em determinar a luminosidade incidente no toro capaz de aquecer os grãos de poeira existentes neste (fótons no intervalo de $100\text{Å}-1\mu\text{m}$), assumir então que todos são reemitidos no infravermelho médio ($12-25\mu\text{m}$) e distante ($60-100\mu\text{m}$) e então comparar com os fluxos nas bandas IRAS.

Capítulo 2

As Observações

Este capítulo tem por objetivo descrever os dados observacionais e os métodos de redução envolvidos neste trabalho. Estes dados observacionais compreendem espectros de fenda longa para as duas galáxias, obtidos pela Dra. Thaisa Storchi-Bergmann no Observatório Interamericano de Cerro Tololo (CTIO), bem como imagens [OIII], $H\alpha$ + [NII] $\lambda\lambda$ 6548, 6584, contínuo e mapas de excitação obtidos de Mulchaey et al (1996).

2.1 Espectroscopia de fenda longa

Os espectros de fenda longa foram obtidos com o telescópio de 4 metros do CTIO, utilizando um detector CCD no espectrógrafo Richey-Chrétien. As duas galáxias foram observadas em dois ângulos de posição cada, em duas épocas diferentes. Estes ângulos de posição estão ilustrados nas Figuras 2.1 e 2.2 e foram selecionados ao longo das direções em que a emissão do gás de alta excitação é mais estendido, bem como na direção aproximadamente perpendicular a estas. A largura da fenda utilizada em todas as observações corresponde no céu a $2''$.

Na noite de 07.01.94 observou-se ESO362-G8 no ângulo de posição 165° (direção SE-NW) e ESO362-G18 no ângulo de posição 55.2° (direção SW-NE), onde foi utilizado um filtro que elimina a contaminação de 2^{a} ordem nestas observações e com um tempo de integração de 600 segundos.

Na noite de 08.12.94 observou-se ESO362-G8 no ângulo de posição 60° (direção SW-NE) e ESO362-G18 no ângulo de posição 158° (direção SE-NW). Os espectros de fenda longa obtidos neste período de observação estão contaminados em 2^{a} ordem pois não foi utilizado o filtro que eliminava este efeito. Dois tempos de integração t_{integ} distintos foram usados para cada galáxia. ESO362-G8 foi observada com um t_{integ} de 600 segundos, com o objetivo de estudar a emissão na região nuclear, e um t_{integ} de 1800 segundos, com o objetivo de estudar a emissão de regiões mais externas ao núcleo. Para ESO362-G18 foram utilizados um t_{integ} de 120 e 1800 segundos respectivamente ao objetivo de estudo.

As extrações dos espectros foram realizadas com as dimensões listadas nas tabelas (2.1) e (2.2). As observações cobrem o intervalo de comprimento de onda de $3500\text{-}6750\text{\AA}$ (observação realizada em 07.01.94) e de $3300\text{-}7450\text{\AA}$ (observação realizada em 08.12.94) e a resolução obtida, calculada através da largura da linha do céu é da ordem de 3.6\AA . A

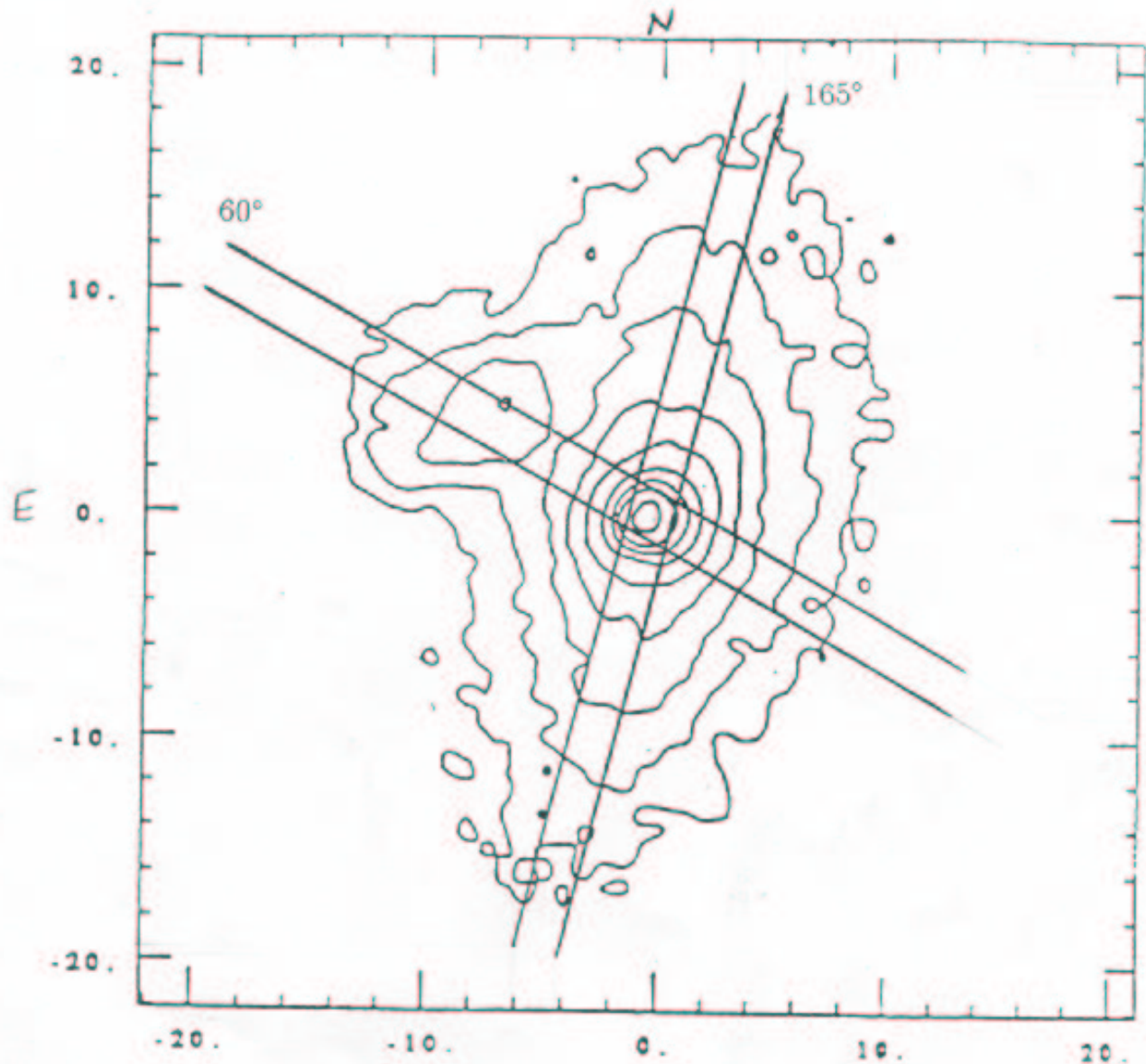


Fig. 2.1: Ilustração da imagem H_{α} da galáxia ESO362-G8 com a orientação das fendas utilizadas sobrepostas à mesma. Ambos eixos estão em unidades de segundos de arco. A orientação ao longo do p.a. 60° coincide com a máxima extensão do gás excitado. A fenda ao longo do p.a. 165° é quase perpendicular a esta. $1''$ corresponde a 470 pc.

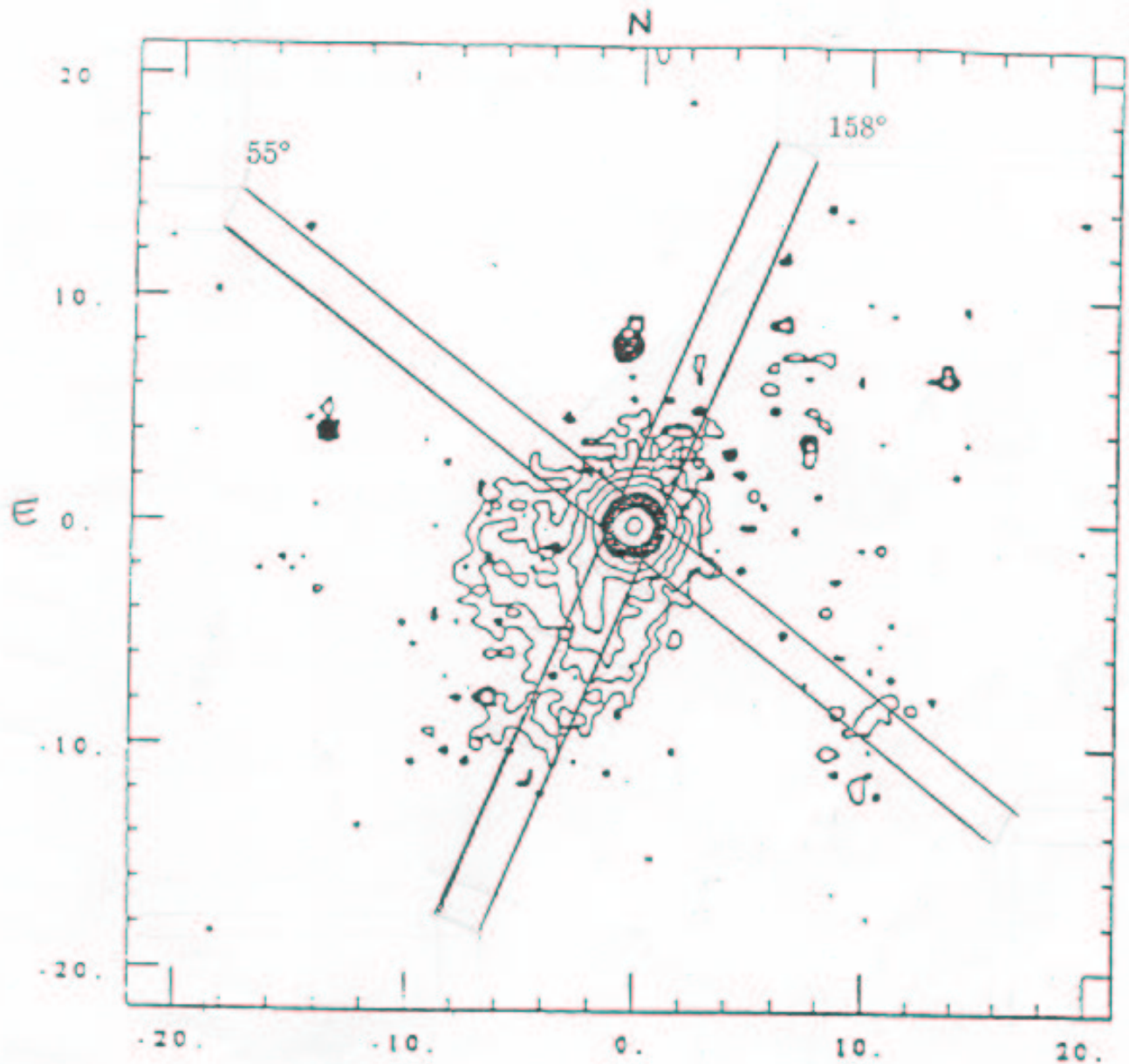


Fig. 2.2: Ilustração da imagem $[OIII]\lambda 5007$ da galáxia ESO362-G18 com a orientação das fendas utilizadas sobrepostas à mesma. Ambos eixos estão em unidades de segundos de arco. A orientação ao longo do p.a. 158° corresponde a máxima extensão do gás excitado. Da mesma forma, a outra fenda foi colocada em posição quase perpendicular a este máximo de extensão do gás, p.a. 55.2° . $1''$ corresponde a 370 pc.

redução dos dados foi realizada usando os procedimentos padrões IRAF (Image and Reduction Analysis Facility). A calibração em fluxo foi realizada a partir de estrelas padrões. A subtração do céu foi feita utilizando partes do espectro bidimensional que se estende além da galáxia. A partir dos espectros de fenda longa, foram extraídos espectros do núcleo e de regiões extranucleares, cujas dimensões das janelas estão listadas nas Tabelas 2.1 e 2.2. Exemplos destes espectros são mostrados nas figuras 2.4 e 2.3.

Posição (")	Janela (")	Dimensão (pc)
<i>nuc</i> , 2"NW, 2"SE, 4"SE, 2"SW, 4"SW, 2"NE, 4"NE, 6"NE	2.0 X 2.0	940 X 940
5"NW, 7"SE, 9"NE, 5"SW, 5"NE, <i>nuctot</i>	4.0 X 2.0	1880 X 940
10"NW, 16"NW, 12"SE, 14"NE, 20"NE, 10"SW, 10"NE	6.0 X 2.0	2820 X 940
19"SE, 17"SW, 17"NE	8.0 X 2.0	3760 X 940
26"SW, 26"NE	10.0 X 2.0	3700 X 740
37"SW, 37"NE	12.0 X 2.0	4440 X 740

Tab. 2.1: Posição, janelas e dimensões correspondentes na galáxia aos espectros extraídos de ESO362-G8.

Posição (")	Janela (")	Dimensão (pc)
<i>nuc</i> , 2"NE, 2"SW, 4"SW 2"NW, 2"SE	2.0 X 2.0	740 X 740
5"NE, 7"SW, 11"SW, 5"NW, 5"SE, <i>nuctot</i>	4.0 X 2.0	1480 X 740
10"NE, 10"NW, 10"SE	6.0 X 2.0	2220 X 740
17"NW	8.0 X 2.0	2960 X 740

Tab. 2.2: Posição, janelas e dimensões correspondentes na galáxia aos espectros extraídos de ESO362-G18.

Adotamos os espectros de dezembro de 94 para estudar o contínuo nuclear. Isto foi feito devido à menor massa de ar nas observações desta noite, $\simeq 1.02$ (para ESO362-G8 e ESO362-G18) em comparação com as da noite de 07.01.94, que tiveram uma massa de ar de $\simeq 1.17$ (para ESO362-G8) e $\simeq 1.25$ (para ESO362-G18) e portanto podem estar afetadas por refração diferencial (Filippenko 1982). O efeito de “seeing” presente nestas observações foi em torno de 1"-1.5". Dois espectros nucleares foram extraídos para cada galáxia, cada qual com objetivos distintos. Para estudar o contínuo extraímos um espectro nuclear de uma região mais extensa em torno do núcleo, nas tabelas identificado como *nuctot*, compreendendo 4 pixels (1 pixel = 1"). Verificamos que devido ao abrupto gradiente de brilho em direção ao núcleo, observado principalmente na galáxia Seyfert 1 ESO362-G18, tal procedimento era necessário para incluir todo o contínuo nuclear e BLR devido ao efeito de seeing. Para estudar a emissão do gás interestelar extraímos um espectro nuclear compreendendo 2 pixels em torno do núcleo, denominado nas tabelas simplesmente como *nuc*. Isto foi feito com o objetivo de estudar com maior resolução espacial a variação das propriedades do gás emissor em função da distância e não somente na região nuclear.

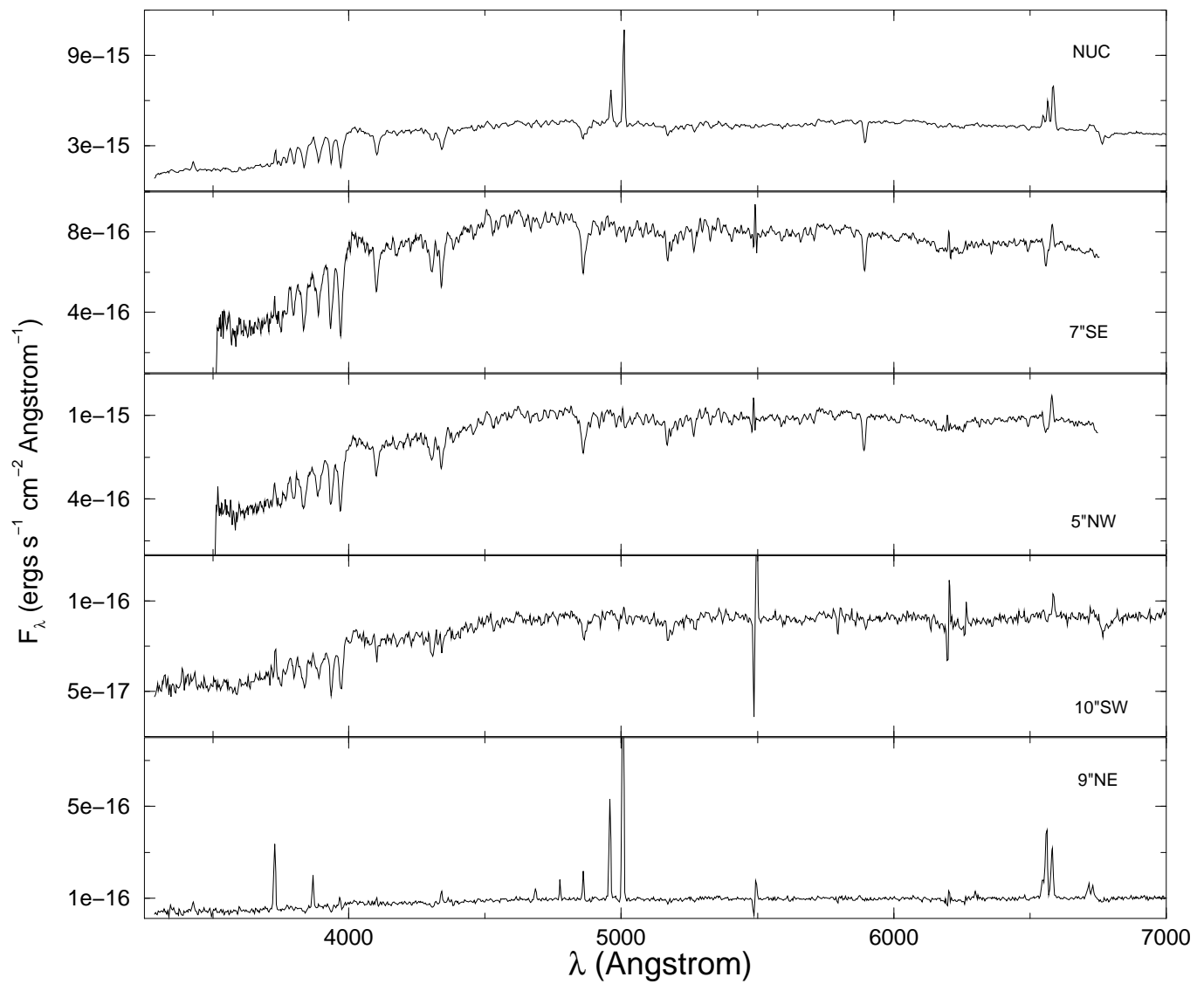


Fig. 2.3: Espectros extraídos de ESO362-G8 para o núcleo, ao longo do p.a. 165° nas posições $7''SE$ e $5''NW$ e ao longo do p.a. 60° nas posições $10''SW$ e $9''NE$ (“blob”).

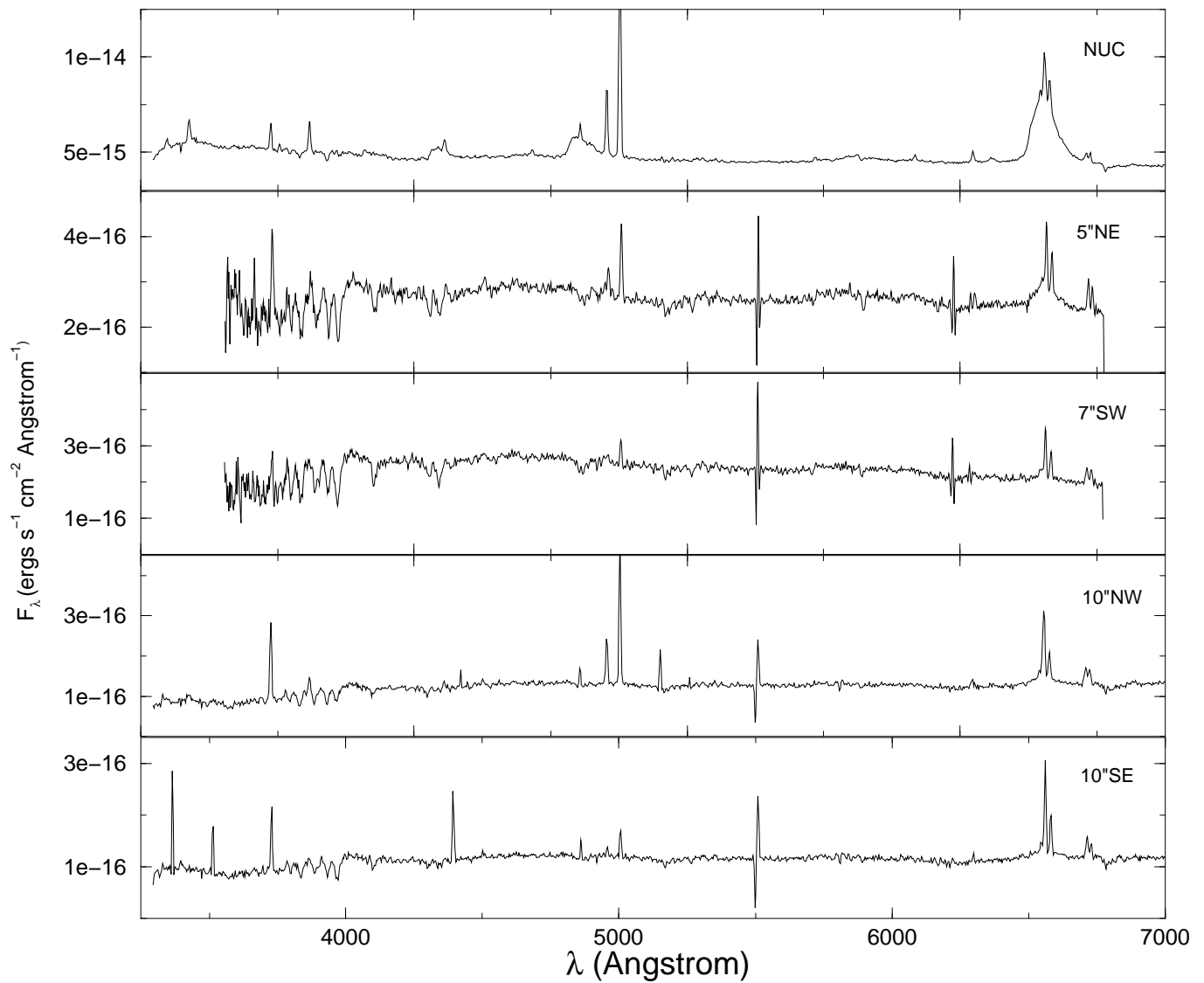


Fig. 2.4: Espectros extraídos de ESO362-G18 para o núcleo, ao longo do p.a. 55° nas posições $5''$ NE e $7''$ SW e ao longo do p.a. 158° nas posições $10''$ NW e $10''$ SE.

Capítulo 3

Estudo da População Estelar e do Contínuo Nuclear

3.1 Introdução

O contínuo nuclear de uma galáxia ativa pode ser descrito basicamente em termos de duas componentes :

- uma componente estelar, que tem sua origem na contribuição do bojo e do disco da galáxia;
- uma componente produzida pelo núcleo ativo (componente AGN), que inclui o contínuo associado com a fonte central e o contínuo de emissão do gás, gerado na região formadora das linhas de emissão do AGN.

O estudo da população estelar no núcleo de galáxias ativas é difícil devido à contaminação do contínuo nuclear e das linhas de emissão do gás que preenchem as linhas ou bandas de absorção. Na literatura (Koski 1978, Kay 1994, Tran 1995) costuma-se adotar um “template” de galáxia elíptica para representar esta população. Entretanto, na maioria destes trabalhos, o objetivo é eliminar a contribuição da população estelar para estudar o contínuo nuclear e as linhas de emissão. No presente trabalho, visamos não só subtrair a contribuição da população estelar, mas também investigar suas propriedades, uma vez que trabalhos recentes (Cid Fernandes & Terlevich 1995 e Heckman *et al.* 1995, 1997) sugerem uma contribuição importante da população estelar jovem para o contínuo nuclear de galáxias Seyfert 2, além da componente típica de galáxias elípticas.

No presente trabalho, optamos por estudar a população estelar da galáxia como um todo, investigando as suas propriedades em função da distância ao núcleo. Acreditamos que assim deveremos ter mais elementos para concluir qual é a verdadeira população estelar nuclear.

Quanto à componente AGN do contínuo, evidências observacionais, bem como modelos teóricos, indicam que este contínuo tem a forma de uma lei de potência (ver Introdução) e é gerado na fonte central de energia ou próximo a ela, sendo responsável pela fotoionização do gás. Este contínuo se encontra presente em praticamente todas galáxias Seyfert de tipo 1 e nos quasares (Grandi & Phillips 1980, Osterbrock 1987).

Para se efetuar o estudo do contínuo produzido pelo AGN, deve-se subtrair a contribuição da população estelar ao contínuo observado. Este procedimento deve ser realizado com

muito cuidado, pois a menor variação na contribuição da população estelar ao espectro nuclear afeta bastante a forma do contínuo nuclear resultante. Um estudo bem feito sobre a população estelar, no núcleo, é então imprescindível para um trabalho consistente sobre o contínuo nuclear.

3.2 Caracterização da População Estelar

O estudo da população estelar foi realizado a partir da medida das larguras equivalentes das linhas de absorção, utilizando o programa SPEED (software desenvolvido por Alex Schmidt no IF-UFRGS). O programa SPEED determina a largura equivalente de uma dada linha de absorção a partir da definição de Ambartsumyan (1958)

$$W_\lambda = \int \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} \cdot d\lambda \quad (3.1)$$

onde F_c é o fluxo no contínuo e F_λ é o fluxo da linha de absorção. O programa adota como contínuo linhas retas unindo pontos de contínuo selecionados e integrando as áreas entre o contínuo e o espectro dentro de cada janela. É necessário também definir os λ 's que demarcarão os limites das janelas espectrais da linha de absorção. Os pontos do contínuo, bem como os limites das janelas espectrais utilizados foram os definidos em Bica (1986). Torna-se imprescindível então corrigir os espectros extraídos pelo efeito de “redshift” antes de efetuar estas medidas. Utilizamos para isto diretamente as linhas de absorção, uma vez que o “redshift” é um pouco diferente para as linhas de absorção e de emissão. Os pontos de contínuo utilizados foram os de λ 's 3670Å, 4020Å, 4600Å, 5054Å, 5300Å e 5800Å. Os limites das janelas espectrais são K(CaII) $\lambda\lambda$ 3908Å-3952Å, banda G $\lambda\lambda$ 4284Å-4318Å e MgI $\lambda\lambda$ 5156Å-5196Å, onde nesta última linha tivemos o cuidado de nos certificar de que não havia contaminação por [NI] λ 5200Å. As barras de erro de W_λ foram obtidas a partir de repetidas medidas, daí tirada uma média; a incerteza na medida então é simplesmente o desvio médio deste valor médio.

Medimos também o fluxo do contínuo nos comprimentos de onda 4020Å e 5870Å. Para isto usamos a opção “m” do pacote “splot” compreendido no IRAF. O desvio padrão da razão do contínuo F_{4020}/F_{5870} foi obtido através da relação (Bevington 1969)

$$\sigma_{raz.cont}^2 = \sigma_{F_{4020}}^2 \cdot \frac{1}{F_{5870}^2} + \sigma_{F_{5870}}^2 \cdot \frac{F_{4020}^2}{F_{5870}^4} \quad (3.2)$$

onde F_{4020} e F_{5870} são os valores medidos e $\sigma_{F_{4020}}$ e $\sigma_{F_{5870}}$ seus respectivos desvios padrões.

A partir da medida das larguras equivalentes das linhas de absorção observadas, podemos inferir características da população estelar, o que foi feito mediante comparação com os valores característicos dos “templates” de população de Bica (1988). Estes “templates” são espectros sintéticos compostos por diferentes porcentagens de espectros de aglomerados estelares de diversas idades e metalicidades. A medida da razão dos contínuos pode indicar, também comparando com os “templates” de Bica, um possível avermelhamento sofrido pela população estelar observada, além de servir de auxílio na identificação do “template” que melhor representará a população estelar “observada”.

Neste trabalho os espectros de população estelar foram identificados como sendo do tipo S4, S5, S6 e S7. Em um template do tipo S4, 95% da luz em $\lambda 5870\text{\AA}$ vem de estrelas velhas e 5% de estrelas jovens e de idade intermediária; em um template S5 a contribuição é 85% de estrelas velhas e 15% de estrelas jovens e de idade intermediária; em um template S6 as estrelas velhas contribuem com 75% da luz em $\lambda 5870\text{\AA}$, enquanto que 25% é proveniente de estrelas jovens e de idade intermediária. Um template S7 tem 30% da contribuição da luz em $\lambda 5870\text{\AA}$ proveniente de estrelas velhas e 70% proveniente de estrelas jovens e de idade intermediária. Estrelas jovens são consideradas como tendo idade menor que 10^7 anos, estrelas de idade intermediária tendo entre 10^7 e 5×10^8 anos e estrelas velhas tendo idade superior a 5×10^8 anos.

3.2.1 ESO362-G8

Os valores medidos para as larguras equivalentes estão nas Tabelas (3.1) e (3.2). Um gráfico das larguras equivalente das linhas de absorção, bem como da razão dos contínuos em 4020\AA e 5870\AA em função da distância ao núcleo formam a Figura 3.1.

Posição	$W_{KCaII}(\lambda\lambda 3908 - 3952)$	$W_{bandaG}(\lambda\lambda 4284 - 4318)$	$W_{MgI}(\lambda\lambda 5156 - 5196)$
núcleo	7.2	5.7	5.0
2"NW	7.8	5.5	5.4
5"NW	11.1	6.9	5.6
10"NW	12.7	7.5	5.7
16"NW	15.9	7.9	6.9
2"SE	8.6	6.4	5.1
4"SE	10.7	6.6	5.2
7"SE	10.6	6.7	5.4
12"SE	12.5	7.5	6.1
19"SE	13.9	7.9	6.1
template	12.7	7.9	6.3

Tab. 3.1: Medida das larguras equivalentes em \AA das linhas de absorção $K(CaII)$ ($\lambda\lambda 3908\text{\AA}-3952\text{\AA}$), banda G ($\lambda\lambda 4284\text{\AA}-4318\text{\AA}$) e MgI ($\lambda\lambda 5156\text{\AA}-5196\text{\AA}$) e a respectiva distância em segundos de arco ao núcleo de ESO362-G8, ao longo do p.a. 165° .

Podemos ver pela figura 3.1 que os maiores valores de W_λ se encontram entre $10''$ e $20''$ do núcleo. Estes valores indicam uma população descrita pelo template S4-S5, exceto a NE do núcleo, onde W_{MgI} e W_{bandaG} são um pouco maiores, correspondendo a um template S3-S4. Os valores da razão dos contínuos são compatíveis com um template S5-S6. O comportamento de W_λ , que decresce em direção ao núcleo indica diluição por um contínuo azul.

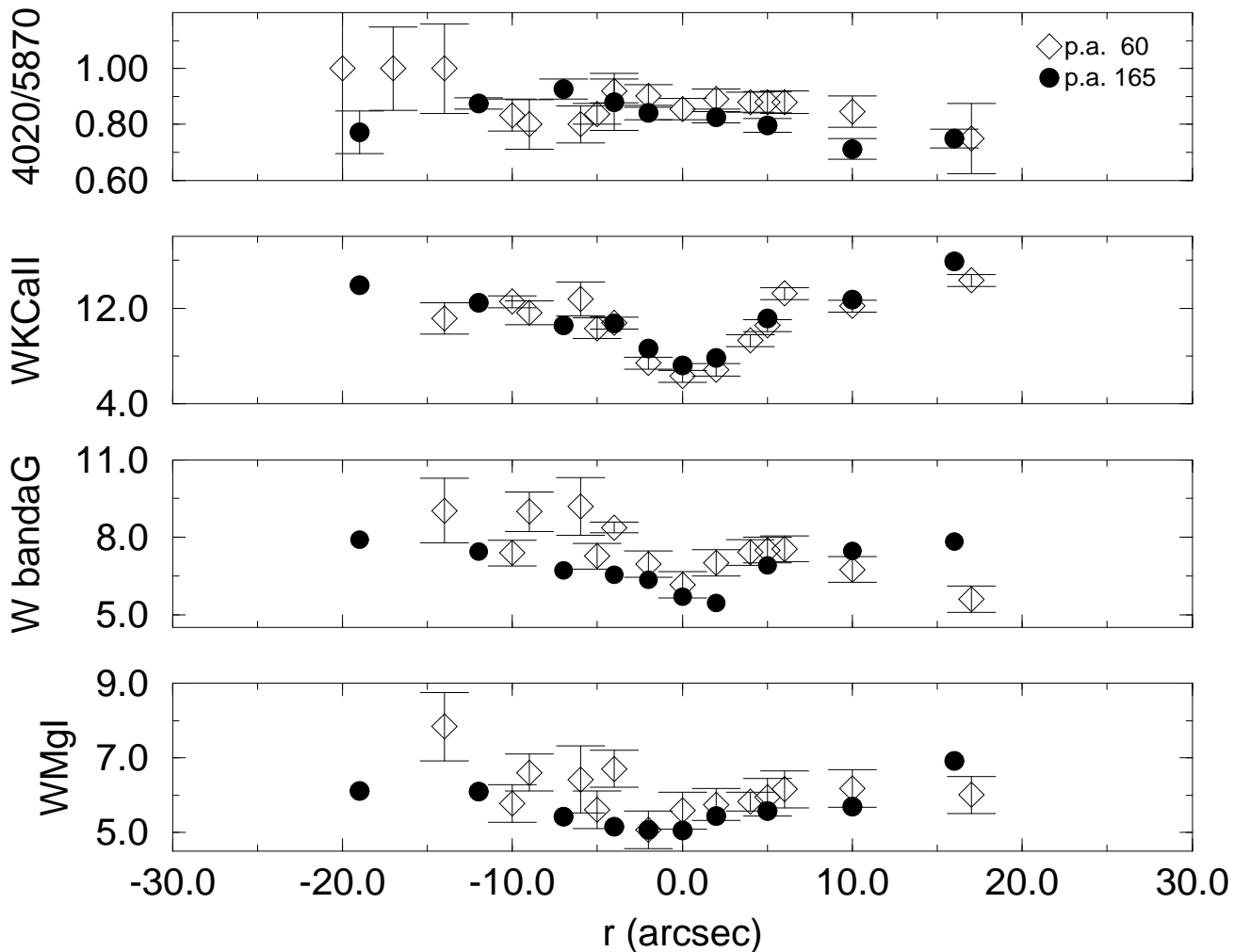


Fig. 3.1: No topo temos a razão entre os fluxos no contínuo em $\lambda 4020\text{\AA}$ e $\lambda 5870\text{\AA}$ em função da distância ao núcleo para ESO362-G8. A diminuição desta razão indica um contínuo mais vermelho. Mais abaixo temos as larguras equivalentes em função da distância. Os valores negativos e positivos de r representam respectivamente espectros extraídos ao longo da direção NE e SW (p.a. 60°) e SE e NW (p.a. 165°).

Posição	$W_{KCaII}(\lambda\lambda 3908 - 3952)$	$W_{bandaG}(\lambda\lambda 4284 - 4318)$	$W_{MgI}(\lambda\lambda 5156 - 5196)$
2"SW	6.9 ± 0.1	7.0 ± 0.1	5.8 ± 0.4
4"SW	9.3 ± 0.1	7.4 ± 0.1	5.8 ± 0.3
5"SW	10.5 ± 0.1	7.5 ± 0.1	6.0 ± 0.1
6"SW	13.2 ± 0.2	7.6 ± 0.1	6.2 ± 0.1
10"SW	12.2 ± 0.2	6.8 ± 0.2	6.2 ± 0.3
17"SW	14.3 ± 0.1	5.6 ± 0.1	6.0 ± 0.5
2"NE	7.4 ± 0.4	7.0 ± 0.1	5.1 ± 0.3
4"NE	10.8 ± 0.2	8.4 ± 0.2	6.7 ± 0.2
5"NE	10.3 ± 0.9	7.3 ± 0.3	5.6 ± 0.1
6"NE	12.8 ± 1.4	9.2 ± 1.1	6.4 ± 0.9
9"NE	11.6 ± 1.0	9.0 ± 0.8	6.6 ± 0.2
10"NE	12.5 ± 0.4	7.4 ± 0.2	5.8 ± 0.3
14"NE	11.1 ± 1.3	9.0 ± 1.3	7.8 ± 0.9
17"NE	13.9 ± 0.1	5.3 ± 0.1	5.6 ± 0.2
20"NE	11.7 ± 2.1	9.8 ± 2.9	10.6 ± 0.9
template blob	11.9	7.7	6.0

Tab. 3.2: Medida das larguras equivalentes em \AA das linhas de absorção $K(\text{CaII})$ ($\lambda\lambda 3908\text{\AA}-3952\text{\AA}$), banda G ($\lambda\lambda 4284\text{\AA}-4318\text{\AA}$) e MgI ($\lambda\lambda 5156\text{\AA}-5196\text{\AA}$) e a respectiva distância em segundos de arco ao núcleo de ESO362-G8, ao longo do p.a. 60° .

3.2.2 ESO362-G18

Os valores medidos para as larguras equivalentes estão nas Tabelas 3.3 e 3.4. Um gráfico das larguras equivalente das linhas de absorção, bem como da razão dos contínuos em 4020\AA e 5870\AA em função da distância ao núcleo formam a Figura 3.2.

Podemos ver pela figura 3.2 que os maiores valores de W_λ se encontram para além de $10''$ do núcleo. Estes valores caracterizam um template do tipo S5-S6. O comportamento de W_λ nas proximidades do núcleo mostra que o contínuo estelar também se encontra diluído por um contínuo azul na região nuclear.

3.3 Subtração da População Estelar

Para isolar o contínuo nuclear e a emissão do gás, adotou-se um “template” de população estelar, construído a partir de uma média de espectros extraídos fora do núcleo, na hipótese de que a população estelar seja a mesma para o núcleo. A construção dos templates, de uma maneira geral, consiste em selecionar espectros extranucleares de boa relação sinal-ruído e com um mínimo de emissão, corrigir por redshift utilizando as linhas de absorção, remover estas poucas linhas de emissão e “reconstruir” os trechos dos espectros contaminados pelas linhas de emissão utilizando os templates de Bica (1988), e então realizar uma

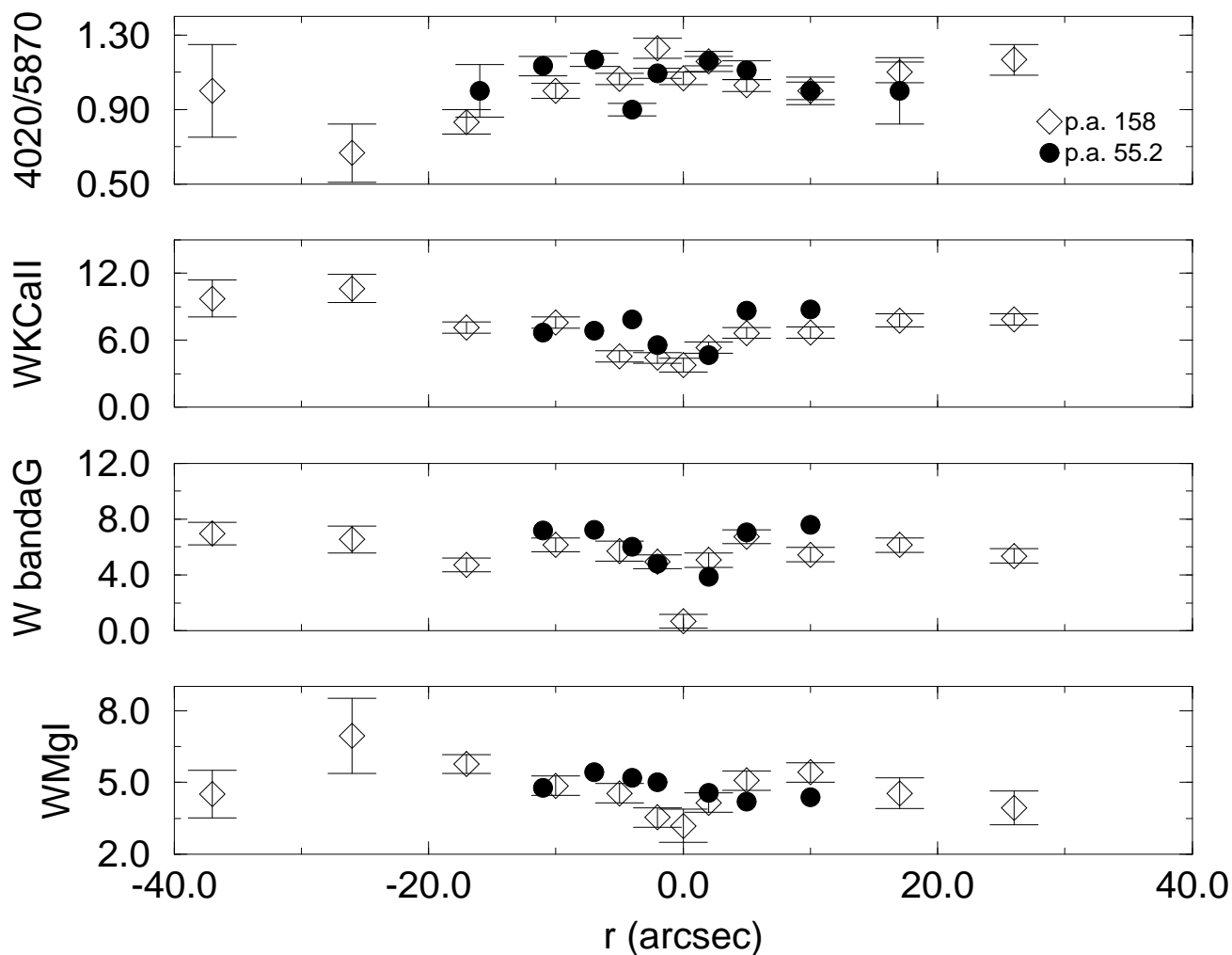


Fig. 3.2: No topo temos a razão entre os fluxos no contínuo em $\lambda 4020\text{\AA}$ e $\lambda 5870\text{\AA}$ em função da distância ao núcleo para ESO362-G18. A diminuição desta razão indica um contínuo mais vermelho. Mais abaixo temos as larguras equivalentes em função da distância. Os valores negativos e positivos de r representam respectivamente espectros extraídos ao longo da direção SE e NW (p.a. 158°) e SW e NE (p.a. 55.2°).

Posição	$W_{KCaII}(\lambda\lambda 3908 - 3952)$	$W_{bandaG}(\lambda\lambda 4284 - 4318)$	$W_{MgI}(\lambda\lambda 5156 - 5196)$
2"NE	4.7	3.9	4.6
5"NE	8.6	7.1	4.2
10"NE	8.8	7.6	4.4
2"SW	5.6	4.8	5.0
4"SW	7.9	6.0	5.2
7"SW	6.9	7.2	5.4
11"SW	6.7	7.2	4.8
template	9.1	7.2	4.8

Tab. 3.3: Medida das larguras equivalentes em \AA das linhas de absorção $K(\text{CaII})$ ($\lambda\lambda 3908\text{\AA}-3952\text{\AA}$), banda G ($\lambda\lambda 4284\text{\AA}-4318\text{\AA}$) e MgI ($\lambda\lambda 5156\text{\AA}-5196\text{\AA}$) e a respectiva distância em segundos de arco ao núcleo de ESO362-G18, ao longo do p.a. 55° .

média aritmética entre estes espectros selecionados. Esta “reconstrução” se faz necessária essencialmente para as linhas de Balmer, frequentemente preenchidas por emissão mesmo fora do núcleo. No caso de ESO362-G8 verificou-se não ser necessária esta reconstrução, pois as linhas de absorção de Balmer nas regiões escolhidas não pareciam contaminadas por emissão.

Para ESO362-G8 os espectros extraídos utilizados na construção do template foram os de posição 10"NW, 16"NW e 12"SE ao longo do p.a. 165° . Após “reconstruirmos” estes espectros da maneira descrita anteriormente realizamos um “smooth” de ordem 3 neste espectro médio - ou seja substituímos cada três pixels por 1 somente, que é a média destes últimos três - tal procedimento teve como objetivo reduzir o ruído no espectro do template.

Para ESO362-G18 os espectros extraídos utilizados na construção do template foram os de posição 10"NE e 11"SW ao longo do p.a. 55° . Após “reconstruirmos” estes espectros, realizamos um “smooth” de ordem 2 neste espectro médio - template. Outro template foi construído ao longo do p.a. 158° para estudar o espectro nuclear adotado ao longo deste p.a., a partir das considerações feitas no capítulo das observações. O espectro extraído utilizado para a “construção” do template foi o de posição 10"SE.

O cálculo da contribuição da população estelar ao contínuo de um espectro extraído foi realizado a partir dos valores das larguras equivalente das linhas de absorção medidos na seção (3.2). Uma descrição de como é determinada esta contribuição está na subseção 3.3.1.

3.3.1 Cálculo da contribuição da população estelar a um contínuo observado

Temos que a largura equivalente de uma dada linha de absorção em uma região qualquer da galáxia é dada por

Posição	$W_{KCaII}(\lambda\lambda 3908 - 3952)$	$W_{bandaG}(\lambda\lambda 4284 - 4318)$	$W_{MgI}(\lambda\lambda 5156 - 5196)$
núcleo	3.8 ± 0.6	0.7 ± 0.2	3.2 ± 0.7
2''NW	5.3 ± 0.1	5.1 ± 0.3	4.2 ± 0.3
5''NW	6.7 ± 0.1	6.8 ± 0.1	5.1 ± 0.2
10''NW	6.7 ± 0.4	5.5 ± 0.2	5.4 ± 0.1
17''NW	7.8 ± 0.6	6.1 ± 0.4	4.6 ± 0.7
26''NW	7.9 ± 0.2	5.4 ± 0.5	3.9 ± 0.7
67''NW	9.1 ± 1.4	9.9 ± 0.9	3.7 ± 0.3
2''SE	4.4 ± 0.4	4.9 ± 0.1	3.5 ± 0.1
5''SE	4.6 ± 0.1	5.7 ± 0.7	4.6 ± 0.1
10''SE	7.6 ± 0.2	6.2 ± 0.4	4.9 ± 0.3
17''SE	7.2 ± 0.1	4.7 ± 0.1	5.8 ± 0.3
26''SE	10.6 ± 1.3	6.5 ± 1.0	6.9 ± 1.6
37''SE	9.7 ± 1.6	7.0 ± 0.8	4.5 ± 1.0

Tab. 3.4: Medida das larguras equivalentes em \AA das linhas de absorção $K(\text{CaII})$ ($\lambda\lambda 3908\text{\AA}-3952\text{\AA}$), banda G ($\lambda\lambda 4284\text{\AA}-4318\text{\AA}$) e MgI ($\lambda\lambda 5156\text{\AA}-5196\text{\AA}$) e a respectiva distância em segundos de arco ao núcleo de ESO362-G18, ao longo do p.a. 158° .

$$W_{geral} = \int \frac{F_c^{tot} - F_{\lambda ger}^{geral}}{F_c^{tot}} \cdot d\lambda \quad (3.3)$$

onde $F_{\lambda ger}^{geral}$ é o espectro observado da linha e F_c^{tot} é o fluxo médio do contínuo da linha. Os limites da integral são os limites das janelas espectrais da linha de absorção descritos em Bica (1988). $F_{\lambda ger}^{geral}$ é definido como a soma das componentes do contínuo observado F_c^{tot} (componente estelar F_{pop} e componente AGN F_{AGN}) mais o fluxo da linha de absorção F_{lger}^{geral} , que tem sua origem na população estelar. Então

$$F_{\lambda ger}^{geral} \equiv F_c^{tot} + F_{lger}^{geral} \quad ; \quad F_c^{tot} \equiv F_{pop} + F_{AGN} \quad (3.4)$$

Podemos reescrever a equação (3.3) como

$$W_{geral} = \int \frac{F_c^{tot} - F_{lger}^{geral} - F_c^{tot}}{F_c^{tot}} \cdot d\lambda \quad (3.5)$$

assumindo F_c aproximadamente constante ao longo da linha de absorção

$$W_{geral} = - \frac{\int F_{lger}^{geral} \cdot d\lambda}{F_c^{tot}} \quad (3.6)$$

Para o template de população temos que a equação (3.3) é mesma, exceto pelo fluxo médio do contínuo F_c^{tot} que neste caso é simplesmente

$$F_c^{tot} = F_{pop} \quad (3.7)$$

logo temos que a equação (3.6) fica

$$W_{pop} = - \frac{\int F_{lpop} \cdot d\lambda}{F_{pop}} \quad (3.8)$$

Realizando a divisão da equação (3.6) pela equação (3.8) obtemos

$$\frac{W_{geral}}{W_{pop}} = \frac{\int F_{lgeral} \cdot d\lambda}{\int F_{lpop} \cdot d\lambda} \cdot \frac{F_{pop}}{F_c^{tot}} \quad (3.9)$$

e resolvendo a equação para $\frac{F_{pop}}{F_c^{tot}}$ obtemos

$$\frac{F_{pop}}{F_c^{tot}} = \frac{W_{geral}}{W_{pop}} \cdot \frac{\int F_{lpop} \cdot d\lambda}{\int F_{lgeral} \cdot d\lambda} \quad (3.10)$$

supondo a forma funcional de F_l a mesma - é premissa deste cálculo que a população estelar no núcleo pode ser representada pelo template de população, faltando apenas determinar sua contribuição ao contínuo observado - sendo ainda que os limites da integral são os mesmos (definidos e fixados em Bica (1986)) obtemos finalmente a contribuição da população estelar em um dado espectro extraído, que é então

$$\frac{F_{pop}}{F_c^{tot}} = \frac{W_{geral}}{W_{pop}} \quad (3.11)$$

A contribuição da população estelar ao contínuo de um espectro extraído resulta igual à razão entre as larguras equivalentes deste espectro e do template. Adotamos como contribuição o valor obtido pela linha de absorção do MgI. Para ESO362-G18 isto foi feito devido ao fato das linhas de absorção do K(CaII) e banda G poderem estar contaminadas pela emissão larga de H ϵ e H γ . Para ESO362-G8 discutiremos os critérios na próxima seção. O “template” foi então normalizado em 5152Å multiplicado pela fração de contribuição da população determinada pela razão das larguras equivalente da linha de absorção do MgI. Posteriormente subtraímos o template dos espectros extraídos.

3.3.2 ESO362-G8

O “template” de população adotado tem larguras equivalentes das linhas de absorção medidas comparáveis as de um template do tipo S4-S5 de Bica (1988) - ver subseção 3.2. A partir das larguras equivalentes das linhas de absorção H δ $\lambda\lambda$ 4082Å-4124Å e H γ $\lambda\lambda$ 4318Å-4364Å podemos inferir que o template é consistente com uma população de 1 Bilhão de anos (10^9 anos).

Ao longo da direção SW-NE há um “blob” de emissão entre 9”NE e 20”NE. Um template de população estelar foi adotado “template blob” (Storchi-Bergmann *et al.* 1996). Os valores de W_λ do template de população estelar adotado para o “blob” são consistentes com um template S5.

Ao estudarmos o espectro de emissão do gás, no próximo capítulo, verificamos que o avermelhamento cresce em direção ao núcleo. Determinamos um excesso de cor E(B-V) \simeq 0.9 para o espectro nuclear e um E(B-V) \simeq 0.15 para a região do template de

população, valores estes determinados a partir do espectro de linhas de emissão. Este $E(B-V)$ nuclear nas linhas de emissão, mais a presença de uma forte linha de absorção, correspondente a $\text{NaI}\lambda\lambda 5880,5914$ – que tem sua origem na população estelar e na matéria interestelar, indicam que o contínuo também se encontra avermelhado (a largura equivalente do NaI é bem maior no núcleo que no template, ver Figura 3.3). Por exemplo, Bica & Alloin (1986b) encontraram uma correlação entre a largura equivalente do NaI e o $E(B-V)$. Entretanto, o avermelhamento que afeta o contínuo não coincide, em geral, com o do espectro de linhas de emissão, sendo que este último possui um $E(B-V)$ maior que o relativo ao contínuo (Storchi-Bergmann, Calzetti & Kinney 1994 e Calzetti, Kinney & Storchi-Bergmann 1994).

Uma restrição para o valor de avermelhamento que afeta o contínuo nuclear, é que o fluxo no contínuo não pode ser menor que o do contínuo do template de população adotado. A razão entre os contínuos 4020\AA e 5870\AA também deve ser consistente com os valores das larguras equivalentes das linhas de absorção do $\text{K}(\text{CaII})\lambda\lambda 3908\text{\AA}-3952\text{\AA}$, banda $G\lambda\lambda 4284\text{\AA}-4318\text{\AA}$ e $\text{MgI}\lambda\lambda 5156\text{\AA}-5196\text{\AA}$ encontrados em Bica (1988).

Tendo em consideração a restrição acima, o valor adotado para o avermelhamento sofrido pelo contínuo nuclear foi correspondente a um $E(B-V) = 0.25$. Da mesma forma, o template de população foi corrigido por um avermelhamento correspondente a $E(B-V) = 0.05$.

A figura 3.3 mostra o espectro nuclear, corrigido por avermelhamento correspondente a $E(B-V) = 0.25$ (onde $A_v/E(B-V) = 3.1$), o template de população normalizado e multiplicado pelo fator $F_{pop}/F_c^{tot} = 0.78$, em $\lambda 5152\text{\AA}$ corrigido por avermelhamento correspondente a $E(B-V) = 0.05$, e o resíduo da subtração. Verificamos que, ao invés de encontrarmos um contínuo “featureless”, encontramos uma população estelar residual no contínuo nuclear. Esta população residual afeta bastante as linhas de hidrogênio de Balmer, e conseqüentemente o espectro de linhas de emissão, uma vez que, mesmo depois de realizada a subtração pelo template, mal conseguimos observar a presença de emissão em H_β .

Podemos dizer que há um gradiente de população estelar, caracterizado no núcleo por uma população estelar mais azul do que a população do template.

Este resultado parece ser de suma importância, pois oferece uma explicação alternativa, ao menos para ESO362-G8, no que se refere à diluição das larguras equivalentes das linhas de absorção – explicação esta que sob determinadas condições pode explicar a baixa polarização do contínuo de Seyferts 2, apesar de observar-se a diluição das larguras equivalentes, normalmente associada com a diluição pelo contínuo AGN espalhado. Neste cenário, a diluição observada em Seyferts de tipo 2 com baixa polarização poderia ser explicada a partir da existência de um gradiente de população nestas galáxias, sendo que a idade desta população decresce em direção ao núcleo. Isto é o que propõem Cid-Fernandes & Terlevich (1995) e Heckman *et al.* (1995) e é observado neste estudo. Um extensão natural deste trabalho é o de aplicar este método em uma amostra maior de Seyferts de tipo 2 com baixa polarização e observar se este mesmo comportamento se verifica.

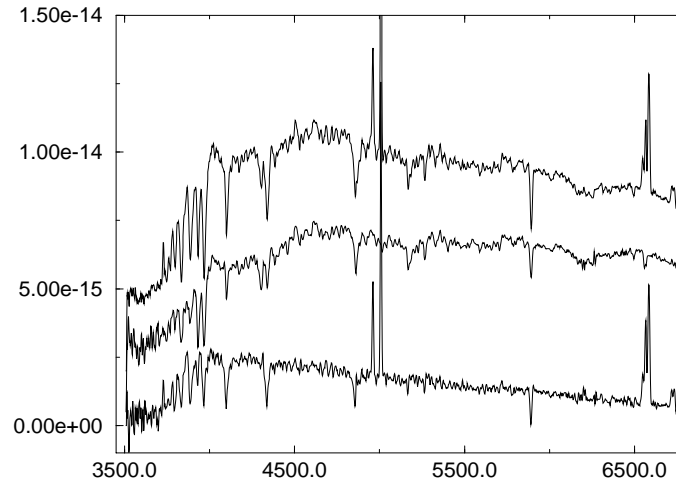


Fig. 3.3: *Em cima: espectro nuclear de ESO362-G8 antes da subtração ao longo do p.a. 165°, corrigido por um avermelhamento correspondente a $E(B-V) = 0.25$. No meio: template de população ao longo deste mesmo ângulo de posição, corrigido por um avermelhamento correspondente a $E(B-V) = 0.05$. Embaixo: espectro nuclear após subtração pelo template de população estelar. Pode-se ver claramente a existência de características de outro tipo de população estelar, mais jovem.*

O Contínuo Nuclear

Após a subtração do espectro nuclear pelo “template” de população estelar adotado, verificamos a presença de um resíduo no contínuo, cuja distribuição de energia não é “featureless” (sem características espectrais), mas tem linhas de absorção de Balmer bastante profundas, caracterizando a presença de população estelar mais jovem, na região central da galáxia. A população estelar residual que pode ser observada na figura 3.3 tem larguras equivalentes das linhas de absorção consistentes com um template do tipo S6-S7. Os valores das larguras equivalentes das linhas de absorção $H\delta$ $\lambda\lambda 4082\text{\AA}-4124\text{\AA}$ e do $H\gamma$ $\lambda\lambda 4318\text{\AA}-4364\text{\AA}$ são consistentes com uma população estelar de 500 milhões de anos que tem um excesso de estrelas de tipo A (Bica & Alloin 1986a) – ver tabela 3.5. A conclusão a que podemos chegar é a de que a população realmente varia de fora para dentro, havendo uma população mais jovem dentro. Entretanto o Starburst nuclear é muito velho para produzir um número suficiente de fótons para ionizar o gás (ver próximo capítulo).

É interessante ressaltar que Heckman *et al.* (1997) encontraram evidências diretas da existência na região nuclear da galáxia Seyfert 2 MRK 477, de um “burst” de formação estelar de 6 Myr e uma luminosidade bolométrica de $\sim 3 \times 10^{10}$ a $10^{11} L_{\odot}$. Estes dados foram obtidos no HST e em telescópios terrestres no UV, IR-próximo e ótico. Comparando com nossos resultados, o “Burst” de formação estelar de MRK 477 encontrar-se-ia num estágio mais jovem que o de ESO362-G8.

Posição	W_{KCaII}	W_{bandaG}	W_{MgI}	H δ	H γ
núcleo	7.2	5.7	5.0	9.7	10.2
template	12.7	7.9	6.3	7.2	8.6
resíduo	1.9	2.2	3.6	14	14.3

Tab. 3.5: *ESO 361-G8: Medida das larguras equivalentes das linhas de absorção K(CaII) ($\lambda\lambda 3908\text{\AA}$ - 3952\AA), banda G ($\lambda\lambda 4284\text{\AA}$ - 4318\AA), MgI ($\lambda\lambda 5156\text{\AA}$ - 5196\AA), H δ $\lambda\lambda 4082\text{\AA}$ - 4124\AA e do H γ $\lambda\lambda 4318\text{\AA}$ - 4364\AA para o espectro nuclear, template de população adotado e resíduo da subtração do espectro nuclear pelo template.*

3.3.3 ESO362-G18

O template de população adotado, tem larguras equivalentes das linhas de absorção medidas comparáveis as de um template do tipo S5 de Bica (1988). Um estudo da idade desta população a partir das linhas de absorção do H δ e do H γ não é exequível, uma vez que as linhas de Balmer encontram-se fortemente preenchidas por emissão.

O Contínuo Nuclear

Na região nuclear o fluxo do contínuo tem uma contribuição pela componente estelar média da ordem de 52% em $\lambda 5152\text{\AA}$. Não parece haver um gradiente de população nesta galáxia - em 4" a contribuição do "template" de população estelar adotado ao contínuo observado já é da ordem de 100%.

Depois de subtrair a contribuição da população estelar ao espectro nuclear observado, resulta um contínuo que, nas regiões subjacentes às linhas de emissão, pode ser representado por um espectro do tipo lei de potência ($F_\lambda = k \cdot \lambda^{\alpha-2}$). Ajustamos então uma lei de potência ao contínuo resultante da subtração. Isto foi feito utilizando-se o pacote *nfit1d* do software STSDAS, compreendido no IRAF. A função de ajuste tem a forma:

$$y = \text{ampl} \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_{ref}} \right)^{\alpha'}, \alpha' = \alpha - 2 \quad (3.12)$$

onde α' é o índice espectral da lei de potência e está associado com a inclinação do contínuo; λ_{ref} e ampl são respectivamente o comprimento de onda de referência e seu respectivo fluxo.

O melhor ajuste para esta lei de potência (ver figura 3.5) foi obtido para um coeficiente $\alpha' = -0.8$ ($\alpha = 1.2$) e $\text{ampl} = 1.941 \cdot 10^{-15} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ em $\lambda_{ref} = 5500\text{\AA}$.

Verifica-se ainda excessos nas regiões com $\lambda < 4000\text{\AA}$ (região 1), entre 4200\AA e 5400\AA (região 2) e entre 5500\AA e 6700\AA (região 3). O excesso na região 1 pode ser explicado pela presença de um contínuo de Balmer. Na região 2 o excesso pode ser explicado por emissão larga de H γ , FeII e HeII e H β . A região 3 tem evidências de ter emissão larga de HeI e H α .

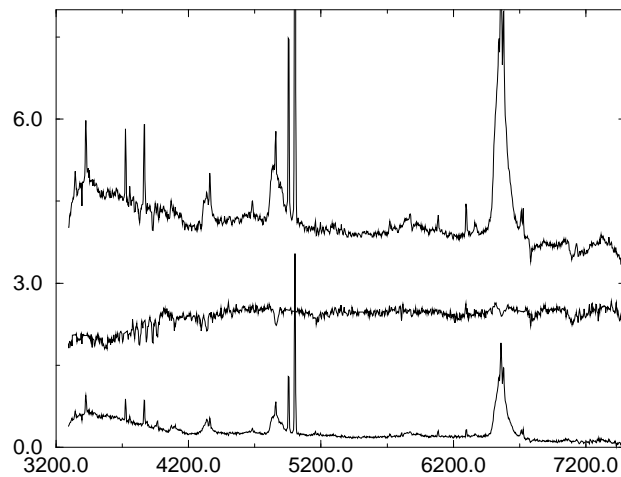


Fig. 3.4: *Em cima: espectro nuclear de ESO362-G18 antes da subtração ao longo do p.a. 158°. No meio: template de população ao longo deste mesmo ângulo de posição. Embaixo: espectro nuclear após subtração pelo template de população estelar. Pode-se observar o desaparecimento das linhas de absorção provenientes da componente estelar.*

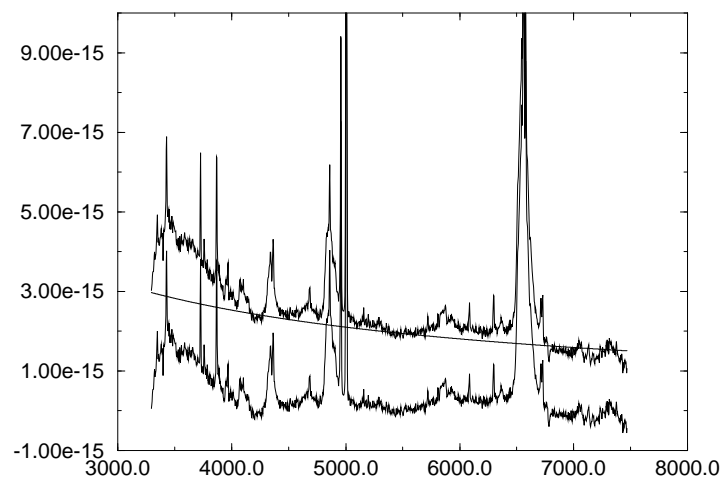


Fig. 3.5: *Acima: espectro nuclear de ESO362-G18, já subtraída a contribuição da população estelar. Meio: ajuste da lei de potência. Embaixo: espectro nuclear já subtraída a contribuição da lei de potência.*

Capítulo 4

Emissão do Gás Interestelar

Neste capítulo estudaremos propriedades do gás interestelar, tais como excitação, avermelhamento e densidade em função da distância ao núcleo, a partir da medida das principais linhas de emissão observadas nos espectros extraídos.

Uma galáxia Seyfert de tipo 1, como ESO362-G18, apresenta no seu espectro nuclear de linhas de emissão, linhas permitidas largas e linhas proibidas e permitidas estreitas. As linhas permitidas largas são originadas na BLR (região de linhas largas), região com dimensão espacial da ordem de dias-luz (Reichert *et al.* 1994; Korista *et al.* 1995; Salamanca, Alloin e Pelat 1995), próxima a fonte central e com densidade suficientemente grande ($\sim 10^{9-11} \text{cm}^{-3}$) para desexcitar colisionalmente as linhas de emissão proibidas, de forma que estas são fracas demais para serem observadas. O mecanismo ao qual se atribui o alargamento das linhas permitidas na BLR é o movimento em grande escala do gás emissor.

As linhas estreitas (que são características também de Seyferts de tipo 2, como ESO362-G8, são formadas numa região externa à BLR (≥ 100 pc da fonte central), a NLR (região de linhas estreitas), com uma densidade menor ($\sim 10^{3-6} \text{cm}^{-3}$). O espectro da NLR é semelhante ao de nebulosas planetárias, porém suas linhas de emissão são mais largas e possuem um grau de ionização maior. A extensão da NLR pode ser observada em imagens através de filtros centrados em linhas de emissão, como [OIII] λ 5007 e $\text{H}\alpha$, em galáxias Seyfert próximas (Mulchaey, Wilson & Tsvetanov 1996). Tais estudos mostram que o gás emissor é, em geral, distribuído assimetricamente em torno do núcleo, como é o caso das duas galáxias que estamos estudando. Quando a NLR é claramente estendida em imagens, ela é muitas vezes chamada de ENLR (região estendida de linhas estreitas).

Neste trabalho estudaremos as propriedades do gás da região estendida de linhas de emissão estreitas de ESO362-G8 e ESO362-G18 utilizando a seguinte notação: [OII] para [OII] λ 3727, [NII] para [NII] $\lambda\lambda$ 6584+6584, [SII] para [SII] $\lambda\lambda$ 6717+6731, [OIII] para [OIII] $\lambda\lambda$ 4959+5007 e [HeII] para [HeII] λ 4686.

4.1 Subtração da Contribuição da População Estelar

Como vimos no capítulo anterior, a população estelar afeta o contínuo nuclear observado. Do mesmo modo, as linhas de emissão provenientes do gás interestelar também sofrem uma alteração devido à presença desta população. Para determinar as propriedades do gás da

maneira mais precisa possível, os fluxos das linhas de emissão F_λ foram corrigidos pela presença da população estelar de duas maneiras:

1- Subtraindo o template de população adotado. Medimos então simplesmente o fluxo das linhas de emissão neste espectro subtraído. Isto foi feito para os espectros ao longo do p.a. 165° para ESO362-G8 e ao longo do p.a. 55° para ESO362-G18.

2- Aplicando uma correção às linhas de emissão mais afetadas pela população. Este método foi adotado para corrigir os espectros afetados pela contaminação de 2^a ordem, para os quais ficou muito complicado contruir templates de população (p.a. $60.^\circ$ de ESO362-G8 e p.a. 158° de ESO362-G18). Identificamos as linhas de emissão l_λ que são afetadas de forma significativa pela população estelar. Isto foi feito a partir da verificação de quais linhas de emissão sofrem sensível variação nos seus fluxos, a partir da comparação “fluxo corrigido \times fluxo não corrigido” nos espectros corrigidos pelo método acima (1). As linhas de emissão afetadas pela população foram identificadas como sendo H β , H α e [NII]. Determinamos uma largura equivalente média com a qual este template de população estelar afeta os espectros nas regiões mais externas ao núcleo (regiões nas quais não se observa a componente AGN no contínuo observado, e portanto os fluxos nas linhas de emissão são afetados unicamente pela população), a partir da relação

$$W_\lambda = \frac{F_{ncpop} - F_{cpop}}{F_{cont}} \quad (4.1)$$

onde F_{cpop} é o fluxo da linha de emissão medido no espectro contaminado pela presença da população estelar, F_{ncpop} é o fluxo desta mesma linha no espectro não contaminado pela população estelar e F_{cont} é o fluxo no contínuo adjacente a esta linha, medido no espectro contaminado pela população. \bar{W}_λ é então simplesmente a média aritmética das larguras equivalentes determinadas através da relação anterior para vários espectros. A correção pode ser feita então espectro a espectro, simplesmente invertendo-se a relação (4.1)

$$F_{ncpop} = F_{cpop} + (\bar{W}_\lambda \cdot F_{cont}) \quad (4.2)$$

4.2 Correção pelo Avermelhamento

O efeito de avermelhamento ocorrido em um espectro é devido à presença de poeira. Este efeito tem como consequência uma diminuição do fluxo das linhas de emissão em função do comprimento de onda λ , de tal forma que a região vermelha do espectro observado - maiores comprimentos de onda - tem sua emissão superestimada em relação à região azul - menores λ 's. Torna-se importante então eliminar este efeito, de forma a determinarmos as propriedades físicas do gás tais como elas são. As subseções seguintes explicam como foi realizada esta correção para cada uma das galáxias que compõem este estudo. Adotou-se neste estudo a curva de avermelhamento galáctico parametrizada por Seaton (1979).

4.2.1 ESO362-G8

No caso desta galáxia não foi possível utilizar o valor intrínseco da razão entre as linhas de emissão $\frac{H\alpha}{H\beta} = 3.1$ (Veilleux, S. & Osterbrock, D.E. 1987) para determinar a curva de E(B-V) em função da distância ao núcleo pelo motivo da emissão H β estar fortemente absorvida pela população estelar e a medida de seu fluxo, na maior parte dos espectros extraídos, estar provavelmente subestimada. A solução encontrada então foi utilizar como parâmetro para se determinar o avermelhamento a razão $\frac{[NII]}{[OII]}$. Adotou-se a hipótese de que o menor valor desta razão correspondia a E(B-V) = 0. Esta razão deve servir para determinar o avermelhamento, desde que a abundância relativa de [NII] e [OII] se mantenha constante ao longo de toda a região da galáxia observada. [NII] e [OII] têm potenciais de ionização semelhantes e suas emissões são provenientes aproximadamente das mesmas regiões.

Podemos testar o avermelhamento obtido através desta razão de linha com os valores da razão $\frac{H\alpha}{H\beta}$ nos poucos espectros em que foi possível medir esta razão. Se a razão $\frac{[NII]}{[OII]}$ for adequada, espera-se que $\frac{H\alpha}{H\beta}$ tenda a seu valor intrínseco 3.1. Se o valor for diferente, determina-se uma correção por avermelhamento, de forma que $\frac{H\alpha}{H\beta} = 3.1$. Para que isto fosse feito os seguintes cálculos e hipóteses tiveram que ser considerados:

A linha [NII] tem seu fluxo afetado pelo avermelhamento da forma (Seaton 1979)

$$F_{[NII]} = F_{[NII]_0} \cdot 10^{-(0.4 \cdot 2.50 \cdot E(B-V))} \quad (4.3)$$

onde $F_{[NII]}$ é o fluxo absoluto de [NII] contaminado pelo avermelhamento e $F_{[NII]_0}$ é o fluxo absoluto de [NII] não contaminado pelo avermelhamento. A linha [OII] tem seu fluxo afetado pelo avermelhamento da forma

$$F_{[OII]} = F_{[OII]_0} \cdot 10^{-(0.4 \cdot 4.26 \cdot E(B-V))} \quad (4.4)$$

onde $F_{[OII]}$ é o fluxo absoluto de [OII] contaminado pelo avermelhamento e $F_{[OII]_0}$ é o fluxo absoluto de [OII] não contaminado pelo avermelhamento. Dividindo (4.3) por (4.4) e isolando os fluxos não avermelhados obtemos

$$\frac{[NII]_0}{[OII]_0} = \frac{[NII]}{[OII]} \cdot 10^{(-2.12 \cdot E(B-V))} \quad (4.5)$$

Aplicando o logaritmo decimal nos dois lados da equação (4.5) temos

$$\log \frac{[NII]_0}{[OII]_0} = \log \frac{[NII]}{[OII]} - (0.848 \cdot E(B-V)) \quad (4.6)$$

onde finalmente podemos isolar E(B-V) e obter o avermelhamento refletido nesta razão de linha.

$$E(B-V) = \frac{1}{0.848} \cdot \log \left(\frac{\frac{[NII]}{[OII]}}{\frac{[NII]_0}{[OII]_0}} \right) \quad (4.7)$$

A partir do cálculo da equação (4.7) para cada espectro extraído, torna-se possível determinar o valor de E(B-V) em função da distância. Somando-se o valor residual obtemos o valor final de E(B-V) em função da distância ao núcleo.

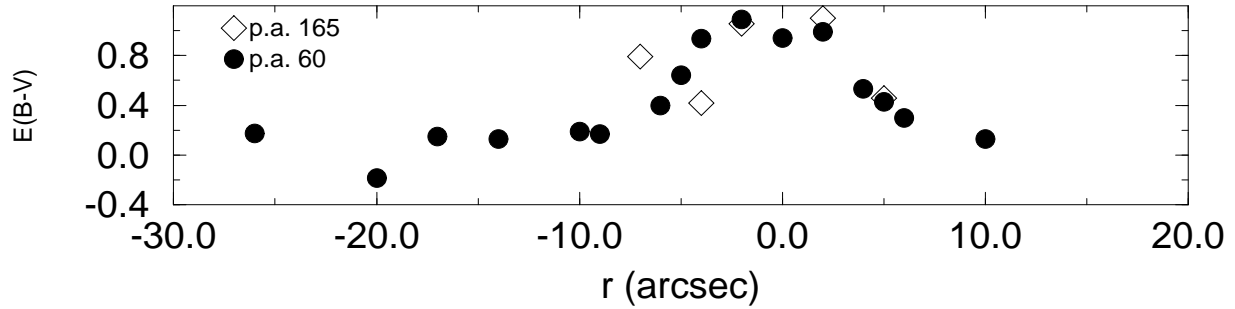


Fig. 4.1: Curva de $E(B-V)$ para ESO362-G8 em função da distância ao núcleo. Os círculos escuros representam o $E(B-V)$ ao longo do p.a. 60° . Os diamantes vazados representam o $E(B-V)$ ao longo do p.a. 165° . Os valores negativos e positivos de r representam respectivamente espectros extraídos ao longo da direção NE e SW (p.a. 60°) e SE e NW (p.a. 165°).

O valor de $\frac{[NII]_0}{[OII]_0}$ adotado corresponde ao “blob” de emissão, localizado em $\simeq 10''$ NE que será usado como valor “intrínseco” nesta galáxia, já que este é o menor valor observado (de relação sinal-ruído bom). Utilizamos então o valor desta razão nesta região ($\frac{[NII]_0}{[OII]_0} = 1.27$) e corrigimos por um $E(B-V)$ residual igual a 0.148. O resultado é apresentado na Figura 4.1), que mostra que $E(B-V)$ ao longo do p.a. 60° apresenta valores maiores se estendendo mais para o lado NE, que correspondende à região entre o núcleo e o “blob”, indicando a presença de poeira nesta região.

O cálculo de $E(B-V)$ a partir de $H\alpha$ e $H\beta$ está descrito na próxima subseção.

4.2.2 ESO362-G18

Nesta galáxia utilizamos o valor intrínseco da razão $\frac{H\alpha}{H\beta} = 3.1$ para determinar a curva $E(B-V) \times$ Distância. Sob o efeito de avermelhamento a linha de emissão $H\beta$ toma a forma

$$F_{H\beta} = F_{H\beta_0} \cdot 10^{-(0.4 \cdot 3.66 \cdot E(B-V))} \quad (4.8)$$

onde $F_{H\beta}$ é o fluxo absoluto de $H\beta$ contaminado por avermelhamento, $F_{H\beta_0}$ é o fluxo absoluto desta mesma linha de emissão não contaminado por avermelhamento. Da mesma forma $H\alpha$ sob efeito de avermelhamento sofre a modificação

$$F_{H\alpha} = F_{H\alpha_0} \cdot 10^{-(0.4 \cdot 2.50 \cdot E(B-V))} \quad (4.9)$$

onde $F_{H\alpha}$ é o fluxo absoluto de $H\alpha$ contaminado por avermelhamento, $F_{H\alpha_0}$ é o fluxo absoluto desta mesma linha de emissão não contaminado por avermelhamento. Seguindo o mesmo procedimento aplicado na subseção anterior podemos isolar $E(B-V)$. Assumindo $\frac{H\alpha_0}{H\beta_0} = 3.1$ obtemos

$$E(B-V) = 2.16 \cdot \log \frac{\left(\frac{H\alpha}{H\beta}\right)}{3.1} \quad (4.10)$$

A Figura 4.2 mostra $E(B-V)$ em função da distância ao núcleo.

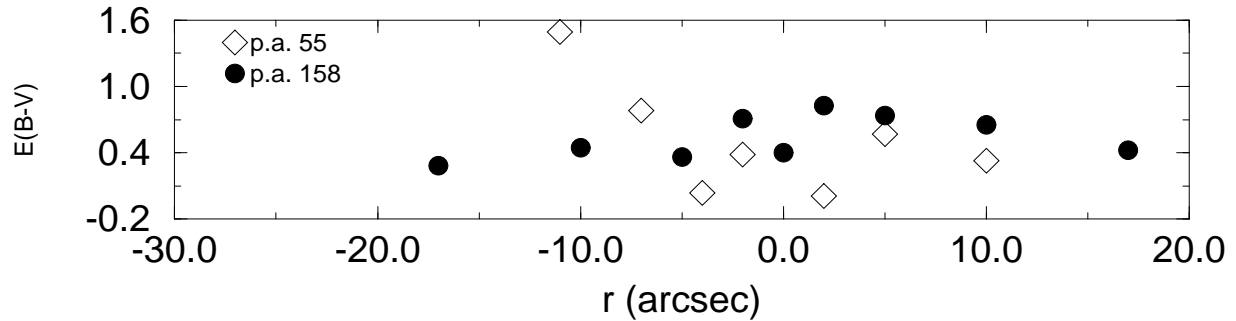


Fig. 4.2: Curva de $E(B-V)$ para ESO362-G18 em função da distância ao núcleo. Os círculos escuros representam o $E(B-V)$ ao longo do p.a. 158° . Os diamantes vazados representam o $E(B-V)$ ao longo do p.a. 55.2° . Os valores negativos e positivos de r representam respectivamente espectros extraídos ao longo da direção SE e NW (p.a. 158°) e NE e SW (p.a. 55.2°).

4.3 Fluxos Absolutos das Linhas de Emissão

4.3.1 ESO362-G8

Nas tabelas (4.1) e (4.2) são apresentados os valores de fluxo absolutos medidos para ESO362-G8, já eliminada a contaminação proveniente da população estelar. As Figuras (4.3) e (4.4) mostram estes valores graficados em função da distância, onde neste caso estes fluxos estão ainda corrigidos pelo avermelhamento. A partir destas figuras pode-se ver que a radiação é emitida anisotropicamente, sendo mais estendida na direção NE (onde se encontra o “blob” de emissão). É possível observar as linhas de alta excitação $[\text{NeV}]\lambda 3426$ e $\text{HeII}\lambda 4686$ no núcleo e no “blob” de emissão, onde ainda se observa a linha $[\text{NeIII}]\lambda 3869$.

λ_0 (Å)	2''NW	5''NW	10''NW	16''NW	2''SE	4''SE	7''SE
3727	1.50	1.21			1.54	1.06	0.37
4861					0.74		
4959	2.70	0.23			3.76	0.22	
5007	8.35	0.63			11.06	0.68	
6548	1.75	0.20			1.61		
6563	3.84	0.58			4.85		
6584	9.18	2.11	1.06	0.46	8.65	1.72	1.24
6717	2.03	0.50			1.35	0.34	
6731	1.57	0.52			1.48	0.41	

Tab. 4.1: Fluxos absolutos das linhas de emissão de ESO362-G8, corrigidos pela presença da população estelar, ao longo do p.a. 165° . Os fluxos estão em unidades de $10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$. λ corresponde a comprimento de onda central em reposso.

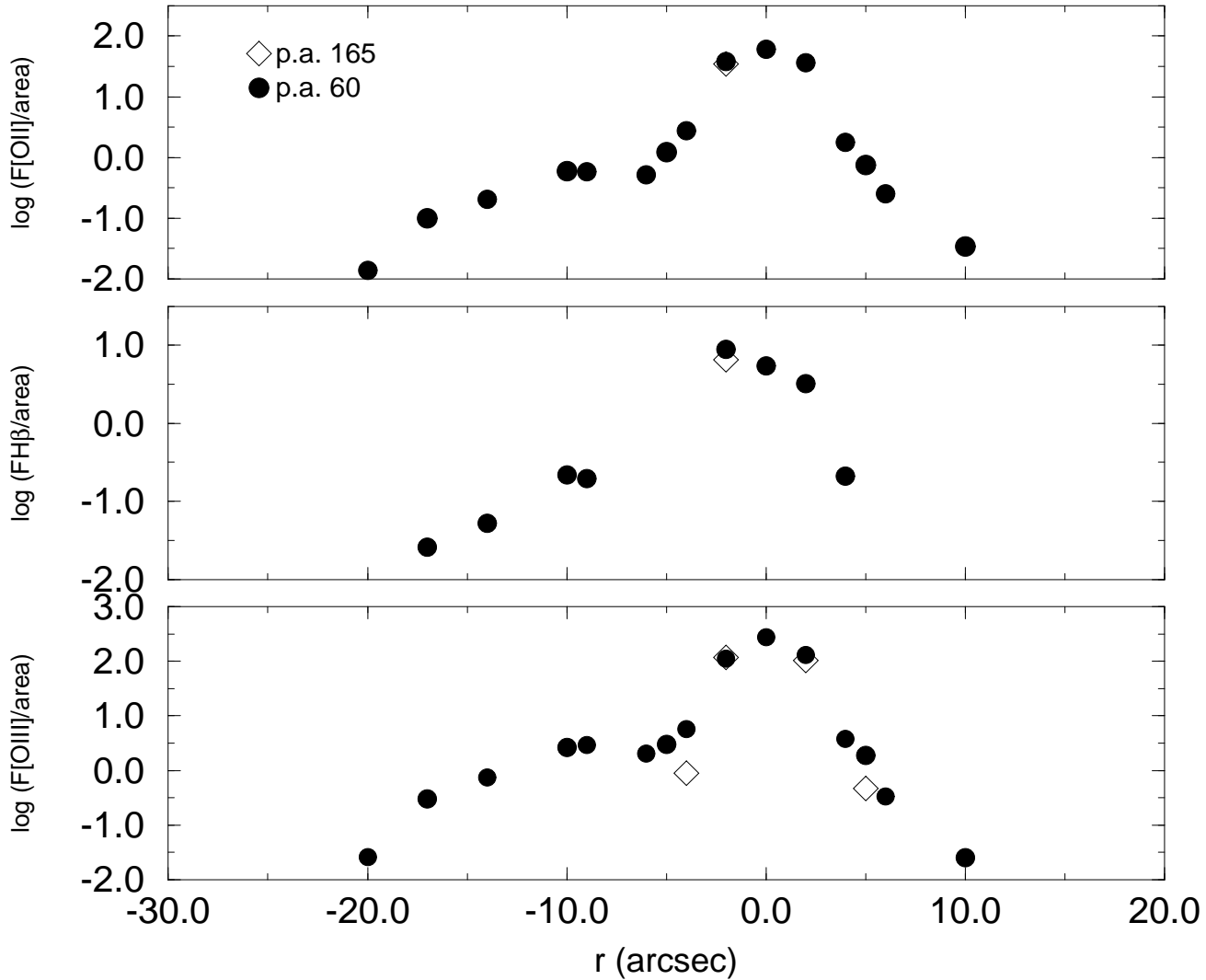


Fig. 4.3: No topo, no meio e abaixo temos respectivamente o logaritmo do fluxo de $\frac{[OII]}{\text{área}}$, $\frac{H\beta}{\text{área}}$ e $\frac{[OIII]}{\text{área}}$ em função da distância ao núcleo para ESO362-G8. Os valores negativos e positivos de r representam respectivamente espectros extraídos ao longo da direção NE e SW (p.a. 60°) e SE e NW (p.a. 165°). Os fluxos estão em unidades de $10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ e a área em unidades de arcsec^2 .

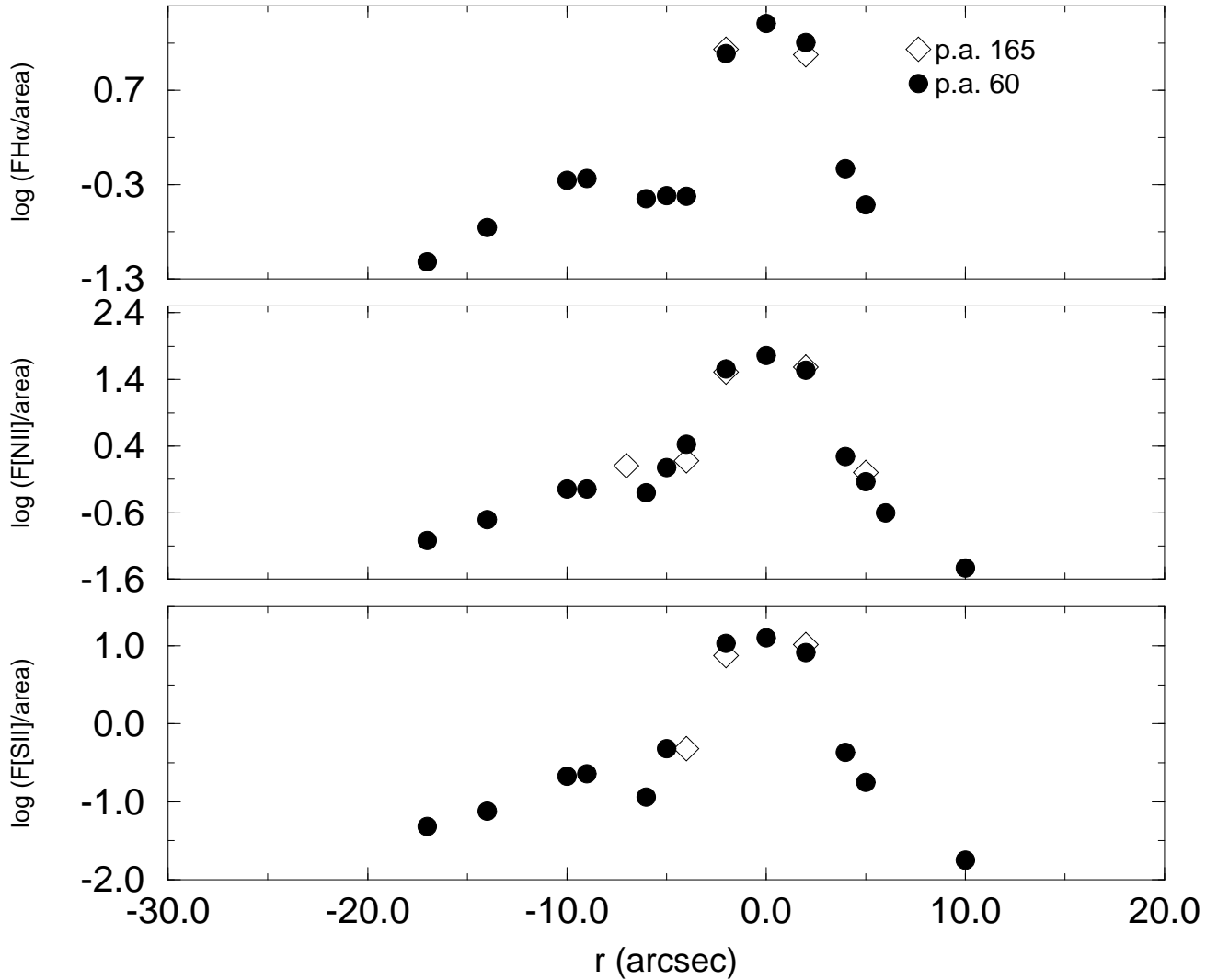


Fig. 4.4: No topo, no meio e abaixo temos respectivamente o logaritmo do fluxo de $\frac{H\alpha}{\text{área}}$, $\frac{[NII]}{\text{área}}$ e $\frac{[SII]}{\text{área}}$ em função da distância ao núcleo para ESO362-G8. Os valores negativos e positivos de r representam respectivamente espectros extraídos ao longo da direção NE e SW (p.a. 60° . nuc) e SE e NW (p.a. 165° .). Os fluxos estão em unidades de $10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$ e a área em unidades de arcsec^2 .

λ_0 (Å)	nuc	2''SW	4''SW	5''SW	6''SW	10''SW	2''NE	4''NE	5''NE	6''NE	9''NE	10''NE	14''NE	17''NE
3346	1.53	0.27												
3428	5.44	1.78		0.34			1.57				0.43	0.52		0.16
3727	4.47	2.18	0.74	0.97	0.28	0.24	1.47	0.21	0.64	0.38	2.31	3.19	1.44	0.8
3869				0.59					0.74	0.28	1.08	1.36	0.53	0.24
3966											0.29	1.16		
4102												0.39		
4340											0.37	0.55	0.21	0.15
4363				0.55							0.22	0.19	0.13	0.08
4686	0.41										0.40	0.58	0.22	0.14
4861	0.92	(0.46)	(0.14)				(0.90)				0.89	1.37	0.41	0.25
4959	14.57	5.44	0.76	1.07	0.18		3.77		0.83	0.59	3.38	4.33	1.58	0.78
5007	38.68	15.34	1.97	2.79	0.38	0.15	9.32	0.81	2.20	1.68	10.21	12.62	4.46	2.24
6300	1.79										0.22	0.22		
6548	5.43	2.42	0.30	0.33			2.65	0.29	0.35	0.21	0.85	1.23	0.59	0.33
6563	11.73	6.52	0.81	0.81			3.93	0.15	0.63	0.54	3.12	4.28	1.54	0.85
6584	20.00	10.74	1.50	1.60	0.36	0.22	8.86	0.93	1.60	0.59	2.29	3.31	1.32	0.81
6717	3.39	1.83	0.29	0.30		0.08	1.90		0.41	0.08	0.71	0.96	0.44	0.26
6731	2.81	1.76	0.23	0.25		0.08	1.89		0.50	0.11	0.55	0.71	0.25	0.30

Tab. 4.2: Fluxos absolutos das linhas de emissão de ESO362-G8, corrigidas pela presença da população estelar, ao longo do p.a. 60° . Os fluxos estão em unidades de $10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$.

4.3.2 ESO362-G18

A tabela (4.3) e (4.4) mostra os fluxos medidos para ESO362-G18, já não mais contaminados pela população estelar. As Figuras (4.5) e (4.6) mostram estes valores graficados em função da distância, onde neste caso estes fluxos estão ainda corrigidos pelo avermelhamento.

Pode-se observar que o fluxo das linhas de emissão é maior ao longo do p.a. 158° – portanto ao longo da direção do “cone” aparente nas imagens (ver Introdução), do que ao longo do p.a. 55.2° . É possível observar a presença das linhas de alta excitação [NeV] λ 3426, [HeII] λ 4686 e [OIII] λ 4363 no núcleo e nas posições vizinhas a este, podendo ser detetadas até o espectro extraído a $10''$ SE, correspondente à região do “cone”.

4.4 Razões Entre as Linhas de Emissão

4.4.1 ESO362-G8

Um gráfico das razões de linha contra a distância ao núcleo pode ser observado nas figuras 4.7 e 4.8.

A excitação do gás pode ser estudada a partir das razões [OIII]/ $H\beta$ e [OII]/[OIII], que são boas indicadores do parâmetro de ionização. Pode-se ver que a razão [OIII]/ $H\beta$ nos sugere que o parâmetro de ionização se mantém aproximadamente constante ao longo da galáxia. A razão [OII]/[OIII] apresenta um mínimo na região do “blob” e nas imediações do núcleo, sugerindo uma excitação um pouco maior nestas posições. Esta galáxia apresenta um espectro de alta-excitação, uma vez que apresenta forte emissão [OIII], e $H\beta$ encontra-se em absorção devido a presença de um grande número de estrelas do tipo A-F na região nuclear. O “blob” de emissão localizado a $\simeq 10''$ NE tem [OIII]/ $H\beta \simeq 17$. O pequeno avermelhamento no “blob” sugere que o mesmo se encontra acima do disco da galáxia. Ao longo de quase todos os outros espectros extraídos a presença de população estelar jovem

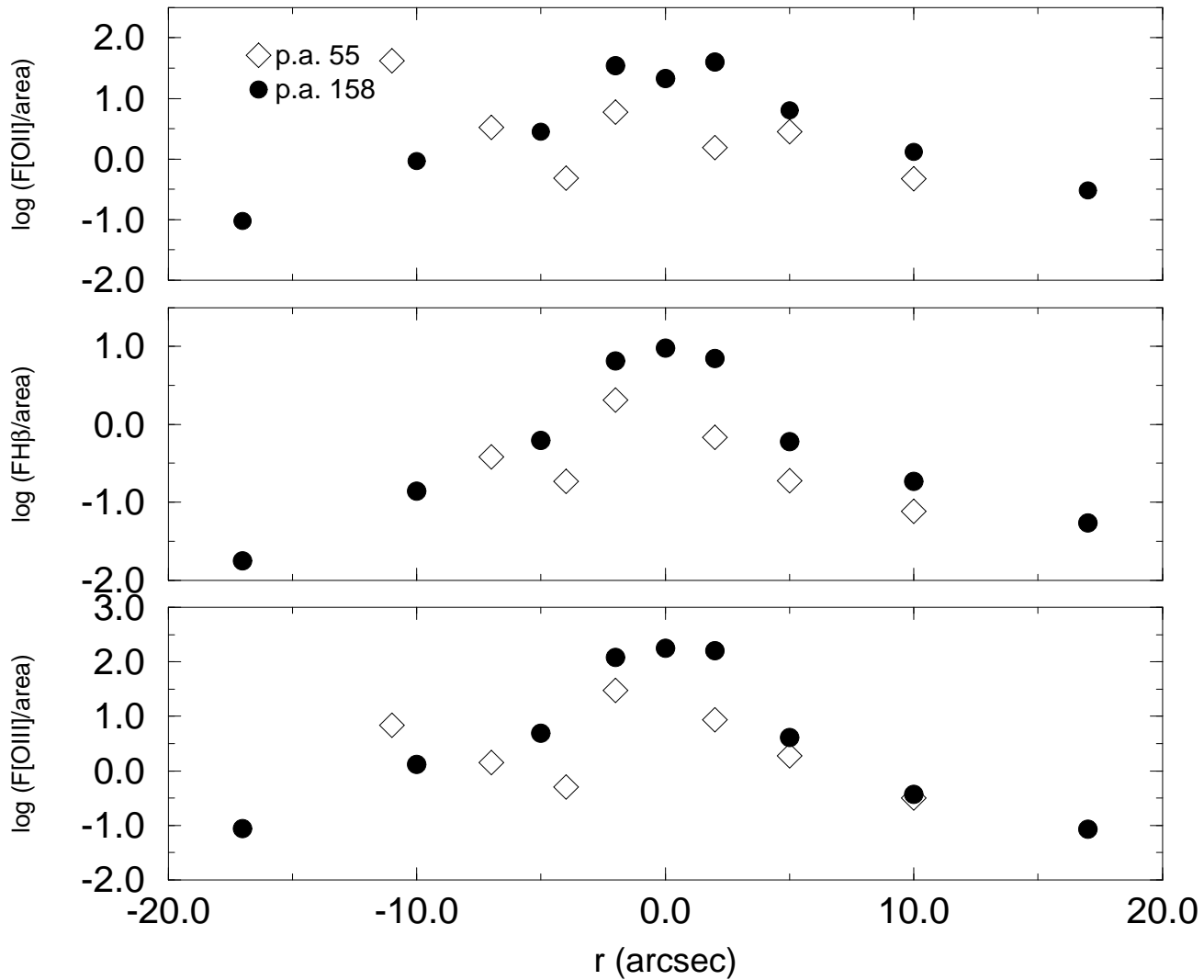


Fig. 4.5: No topo, no meio e abaixo temos respectivamente o logaritmo do fluxo de $\frac{[OII]}{\text{área}}$, $\frac{H\beta}{\text{área}}$ e $\frac{[OIII]}{\text{área}}$ em função da distância ao núcleo para ESO362-G18. Os valores negativos e positivos de r representam respectivamente espectros extraídos ao longo da direção SE e NW (p.a. 158°) e NE e SW (p.a. 55.2°). Os fluxos estão em unidades de $10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ e a área em unidades de arcsec^2 .

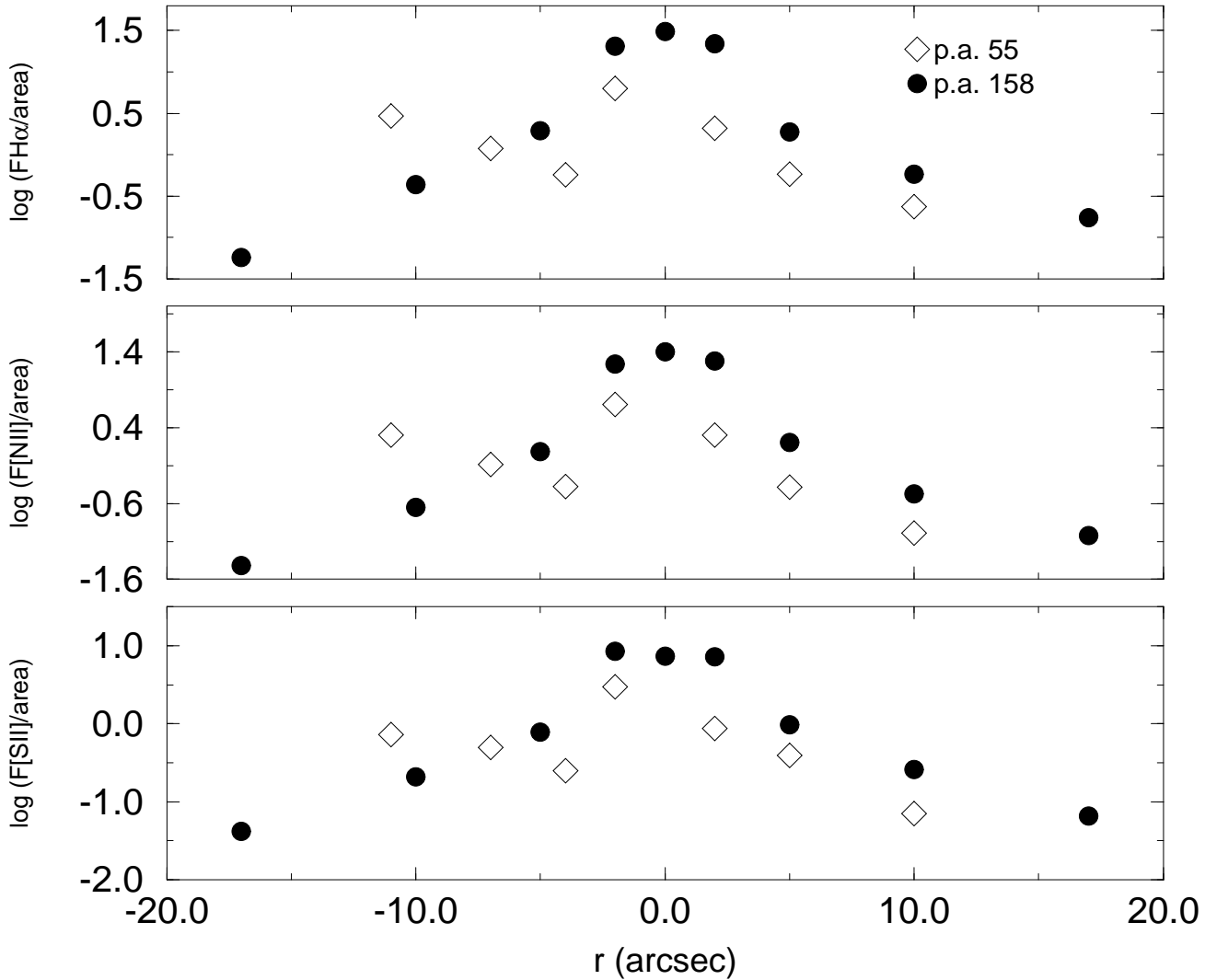


Fig. 4.6: No topo, no meio e abaixo temos respectivamente o logaritmo do fluxo de $\frac{H\alpha}{\text{área}}$, $\frac{[NII]}{\text{área}}$ e $\frac{[SII]}{\text{área}}$ em função da distância ao núcleo para ESO362-G18. Os valores negativos e positivos de r representam respectivamente espectros extraídos ao longo da direção SE e NW (p.a. 158°) e NE e SW (p.a. 55.2°). Os fluxos estão em unidades de $10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ e a área em unidades de arcsec^2 .

λ_0 (Å)	2''NE	5''NE	10''NE	17''NE	2''SW	4''SW	7''SW	11''SW	16''SW
3727	5.91	2.03	1.40	0.65	4.60	1.65	0.96	0.58	
3870	3.69				3.68				
3970	3.04				3.08				
4074					0.79				
4364	1.02				0.65				
4686					1.11				
4861	2.62	0.22	0.30	0.34	2.24	0.65	0.22		0.30
5007	25.49	1.76	0.98	1.27	25.28	1.34	0.66	0.31	0.16
6086	0.73								
6300	2.86				2.40				
6563	8.21	1.25	1.32	0.51	10.47	2.10	1.57	0.76	0.41
6584	5.89	0.67	0.43		6.32	1.16	0.82	0.39	0.25
6717	1.89	0.47	0.24		2.33	0.53	0.36	0.12	0.12
6731	1.53	0.42	0.17		2.66	0.39	0.33	0.09	

Tab. 4.3: Fluxos absolutos das linhas de emissão de ESO362-G18, corrigidas pela presença da população estelar, ao longo do p.a. 55.2° . Os fluxos estão em unidades de $10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$.

e de poeira deve ser bem forte, de modo que inclusive no núcleo mal conseguimos observar $H\beta$.

Na figura 4.7 pode-se observar o comportamento das razões $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ e $[\text{SII}]/\text{H}\alpha$, que medem a excitação do gás mas também são sensíveis à presença de choques e à abundância do gás. A razão $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ apresenta o valor 2.2 no núcleo. Entre o núcleo e o “blob” há um abrupto aumento de $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ e $[\text{SII}]/\text{H}\alpha$, que coincide com um aumento em $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$ e um aumento no valor da densidade (ver razão entre as linhas do $[\text{SII}] \lambda 6717/\lambda 6731$). Esta região corresponde na imagem a uma diminuição da emissão $[\text{OIII}]$, diminuição esta que não é observada na imagem $\text{H}\alpha$. Isto é consistente com uma menor excitação do gás, pois aumentando a densidade do gás a excitação do gás deve diminuir e, portanto, deve haver um aumento na emissão das linhas de média e baixa excitação comparada com as de alta excitação. No “blob” propriamente dito, o valor de $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ é bem mais baixo $\simeq 1.3$. O comportamento de $[\text{SII}]/\text{H}\alpha$ é similar ao da razão $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$.

4.4.2 ESO362-G18

Um gráfico das razões de linha contra a distância ao núcleo pode ser observado nas figuras 4.9 e 4.10.

Esta galáxia apresenta um espectro de alta excitação, $[\text{OIII}]/\text{H}\beta \simeq 19$ na região nuclear. A razão $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ tem valores mais altos ao longo do p.a. 158° e em particular na direção SE, onde se pode observar a presença de um “cone de ionização”. Isto pode-se observar também através da razão $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$, onde nesta região menores valores são

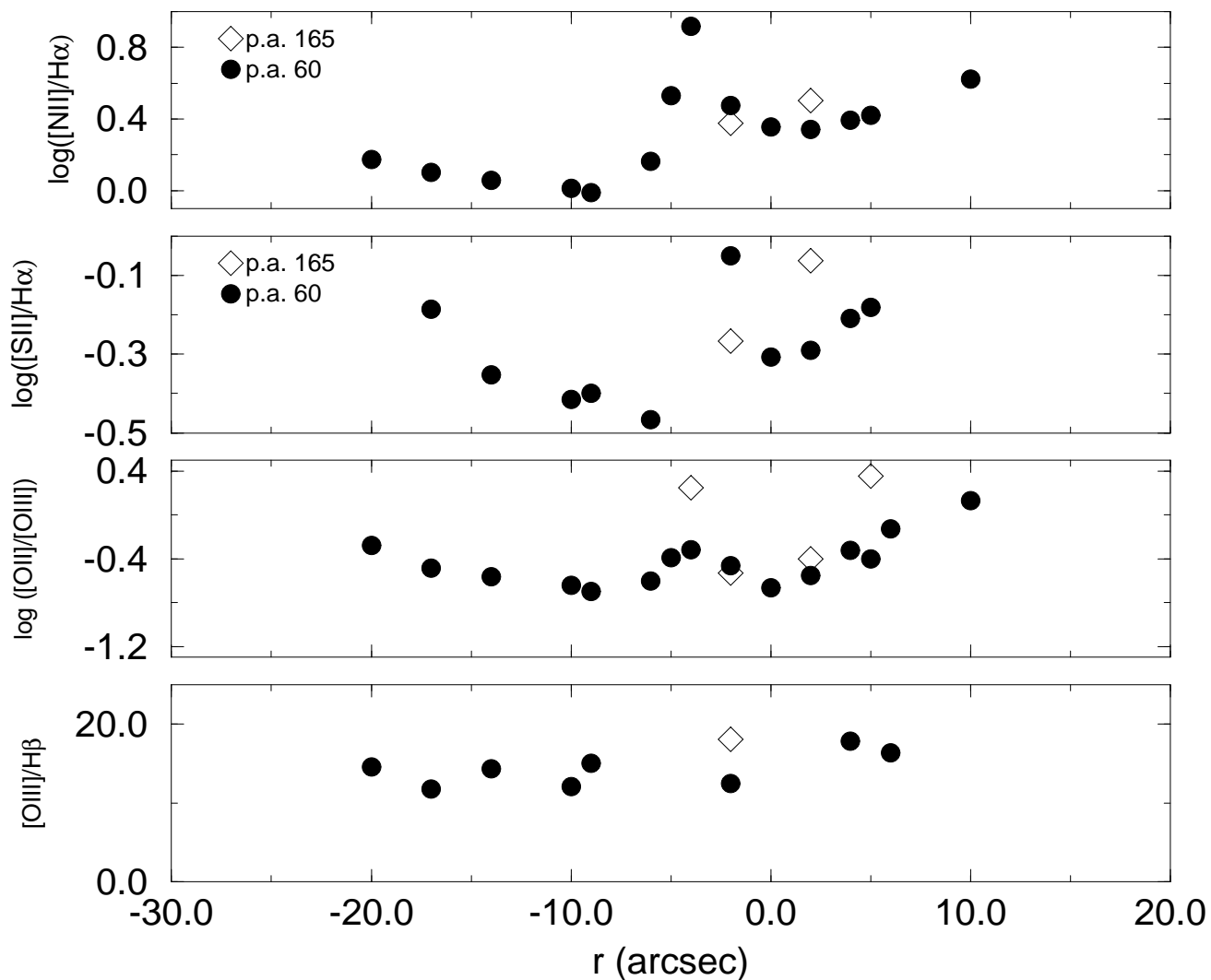


Fig. 4.7: Gráfico dos logaritmos das razões $\frac{[NII]}{H\alpha}$, $\frac{[SII]}{H\alpha}$ e $\frac{[OII]}{[OIII]}$ e razão $\frac{[OIII]}{H\beta}$ em função da distância ao núcleo para ESO362-G8. Os valores negativos e positivos de r representam respectivamente espectros extraídos ao longo da direção NE e SW (p.a. 60°) e SE e NW (p.a. 165°).

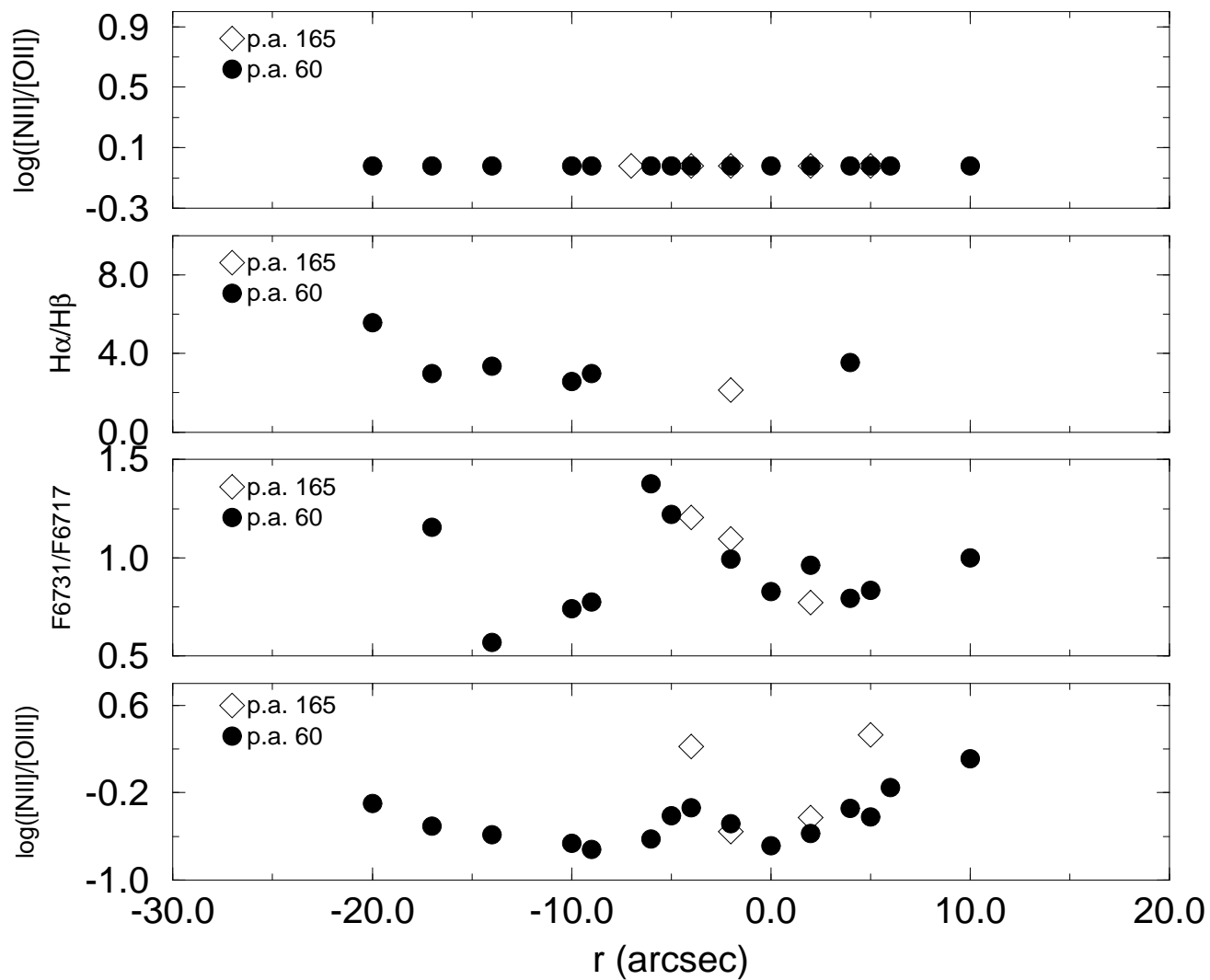


Fig. 4.8: Gráfico do logaritmo da razão $\frac{[NII]}{[OII]}$, $\frac{H\alpha}{H\beta}$, $\frac{f_{6731}}{f_{6717}}$ e logaritmo de $\frac{[NII]}{[OIII]}$ em função da distância ao núcleo para ESO362-G8. Os valores negativos e positivos de r representam respectivamente espectros extraídos ao longo da direção NE e SW (p.a. 60°) e SE e NW (p.a. 165°).

λ_0 (Å)	nuc	2''NW	5''NW	10''NW	17''NW	26''NW	2''SE	5''SE	10''SE	17''SE
3346	5.66	2.70					3.87	0.48	0.26	
3428	12.98	5.69	0.63				4.67	0.73		
3727	15.71	4.73	2.22	0.99	0.81	0.21	6.66	4.87	1.68	0.46
3757	4.50									
3869	22.50	6.26					6.08	1.45	0.50	
3970	3.75									
4072	8.69									
4102	1.75									
4340	3.79							0.36		
4363	9.75	2.52	0.35				2.18	0.55	0.15	
4686	5.69	2.04					1.18	0.26		
4861	9.97	1.72	0.40	0.25	0.21		2.35	1.47	0.37	0.11
4959	48.77	11.43	0.86	0.13			12.24	3.26	0.94	0.16
5007	146.3	32.25	2.18	0.40	0.26		35.05	9.22	2.75	0.42
5157	2.40									
5719	2.94									
5874	3.51									
6085	5.11						1.13			
6300	9.95	2.20	0.27	0.11			1.99	0.50		
6364	3.93									
6548	8.17	3.06	0.55	0.22	0.18	0.06	3.54	0.89	0.21	0.10
6563	47.26	12.88	2.72	1.55	1.02	0.20	15.55	6.68	1.84	0.46
6584	29.48	8.35	1.75	0.67	0.42	0.11	9.90	3.16	0.71	0.23
6717	5.91	2.09	0.86	0.45	0.24		3.52	1.71	0.51	0.23
6731	6.22	2.44	0.63	0.28	0.17		3.45	1.09	0.42	0.13

Tab. 4.4: Fluxos absolutos das linhas de emissão de ESO362-G18, corrigidas pela presença da população estelar, ao longo do p.a. 158° . Os fluxos estão em unidades de $10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$.

encontrados. Um menor valor de $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ nesta região é consistente com a mais alta excitação do gás e também com a idéia de que a emissão $[\text{NII}]$ pode ter sua origem em nuvens de gás distintas das nuvens que dão origem à linha $[\text{OIII}]$. Segundo Binette, Wilson & Storchi-Bergmann (1996), as linhas $[\text{NII}]$, $[\text{SII}]$ e $[\text{OII}]$ teriam sua origem em nuvens de gás parcialmente ionizadas (“ionization-bounded - IB”, responsáveis pela emissão das linhas de baixa e intermediária excitação) enquanto que a linha $[\text{OIII}]$ se formaria em nuvens totalmente ionizadas (“matter-bounded - MB”, responsáveis pela emissão das linhas de alta excitação). As linhas de Balmer do Hidrogênio seriam formadas nos dois tipos de nuvens em proporções aproximadamente iguais.

Curioso, no entanto, é o diferente comportamento da razão $[\text{SII}]/\text{H}\alpha$, na região nuclear comparado com a razão $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$, o que pode sugerir uma abundância maior do Nitrogênio nesta região. A razão de linha $[\text{NII}]/[\text{OIII}]$ também é consistente com uma maior excitação

do gás emissor ao longo da direção SE.

4.5 Modelos para a ENLR

É geralmente aceito que o mecanismo dominante que produz o espectro de linhas de emissão em AGNs é o de fotoionização pelo contínuo AGN (Robinson *et al.* 1987), ainda que outros mecanismos possam desempenhar algum papel (Viegas & de Gouveia Del Pino 1992). A noção que o contínuo é gerado *in loco* (por exemplo fotoionização por choques: Sutherland *et al.* 1993) não pode ser descartada. A região de linhas de emissão não é confinada no núcleo, mas se estende por várias centenas de parsecs em galáxias Seyfert (aqui usaremos ENLR - região estendida de linhas estreitas; Unger *et al.* 1987; Haniff *et al.* 1991; Durret 1990). As estruturas em cone de algumas ENLRs sugerem que o núcleo é a fonte do contínuo (Wilson 1995 e referências inclusas) na maioria dos casos. Neste caso, pode-se derivar vínculos entre a diluição geométrica da radiação nuclear e a emissão do gás “estendido”. Se existe uma distribuição de densidade numa dada região, as regiões de mais alta densidade corresponderiam aos mais baixos valores do parâmetro de ionização U – definido como a razão da densidade de fótons ionizantes pela densidade do gás da NLR, veja equação abaixo:

$$U = \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \phi_{\nu} d\nu / h\nu}{cn} = \frac{\phi_H}{cn} \quad (4.11)$$

onde ϕ_{ν} é o fluxo de energia ionizante na frequência ν , n é a densidade do gás, ϕ_H é o fluxo integrado, c é a velocidade da luz e ν_0 é a frequência correspondente a 912Å ($3.29 \cdot 10^{15}$ Hz). Um entendimento das condições físicas e de excitação no gás estendido é útil para modelar as regiões de baixa/intermediária densidade da NLR. Estudos do gás estendido são mais fáceis, porque os parâmetros geométricos tornam-se disponíveis através de imagens e espectros de fenda longa. Igualmente importante é a baixa densidade ($n < 10^3 \text{ cm}^{-3}$; Morganti *et al.* 1991; Tadhunter *et al.* 1994), que simplifica a modelagem de multicomponentes uma vez que a desexcitação colisional das linhas proibidas pode ser ignorada exceto por poucas linhas que tornam-se bons indicadores de densidade.

Modelos de componente única (i.e. modelos que com uma única densidade n e um único parâmetro de ionização U) ainda que consigam modelar com certo sucesso as linhas óticas mais intensas, são insatisfatórios para modelar outros importantes aspectos observacionais. Estes problemas são observados também na modelagem da ENLR. Os aspectos observacionais que não conseguem ser modelados com sucesso pelos “modelos tradicionais” (entenda-se por modelos tradicionais os modelos de uma única componente) são:

- Linhas de alta excitação preditas pelos modelos são muito fracas;
- Temperaturas eletrônicas preditas pelos modelos são muito baixas; A temperatura (T_{OIII}) da NLR, inferida pela razão de linha R_{OIII} ($R_{OIII} \equiv [OIII]\lambda 4363 / [OIII]\lambda 5007$) frequentemente excede a temperatura de equilíbrio de modelos calculados com densidades $n < 10^4 \text{ cm}^{-3}$ e metalicidade solar. Tipicamente se observa na NLR valores de $R_{OIII} \geq 0.015$ (Stasińska 1984: ST84) enquanto modelos predizem valores significativamente menores, $R_{OIII} < 0.015$. Em ST84, mostra-se que a adição de uma componente de alta densidade distinta ($n \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$) pode reproduzir os valores observados de R_{OIII} . Da mesma forma, Storchi-Bergmann *et al.* (1996) observaram o mesmo em ENLRs de Seyferts, onde encontram

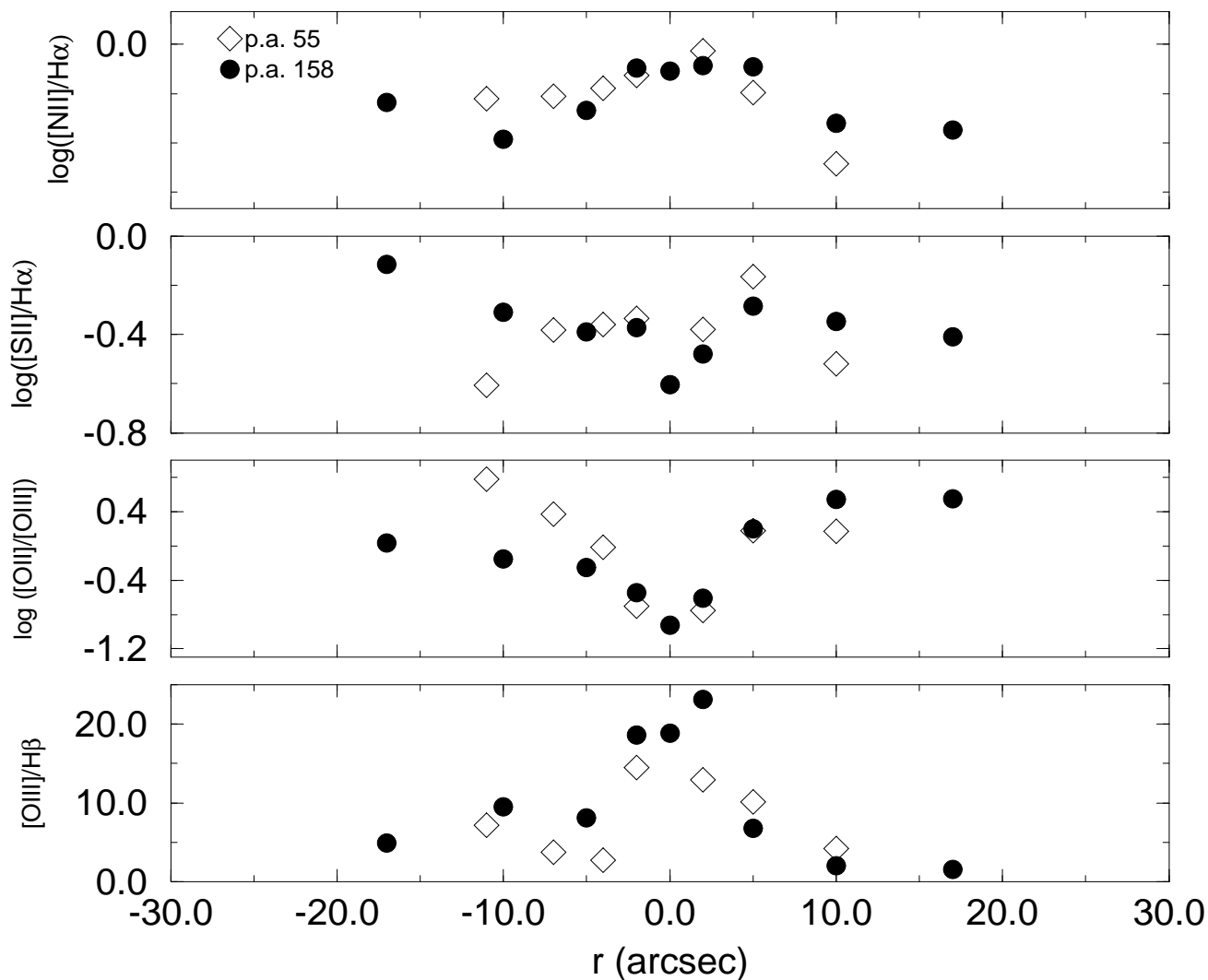


Fig. 4.9: Gráfico dos logarítimos das razões $\frac{[NII]}{H\alpha}$, $\frac{[SII]}{H\alpha}$ e $\frac{[OII]}{[OIII]}$ e razão $\frac{[OIII]}{H\beta}$ em função da distância ao núcleo para ESO362-G18. Os valores negativos e positivos de r representam respectivamente espectros extraídos ao longo da direção SE e NW (p.a. 158°) e NE e SW (p.a. 55.2°).

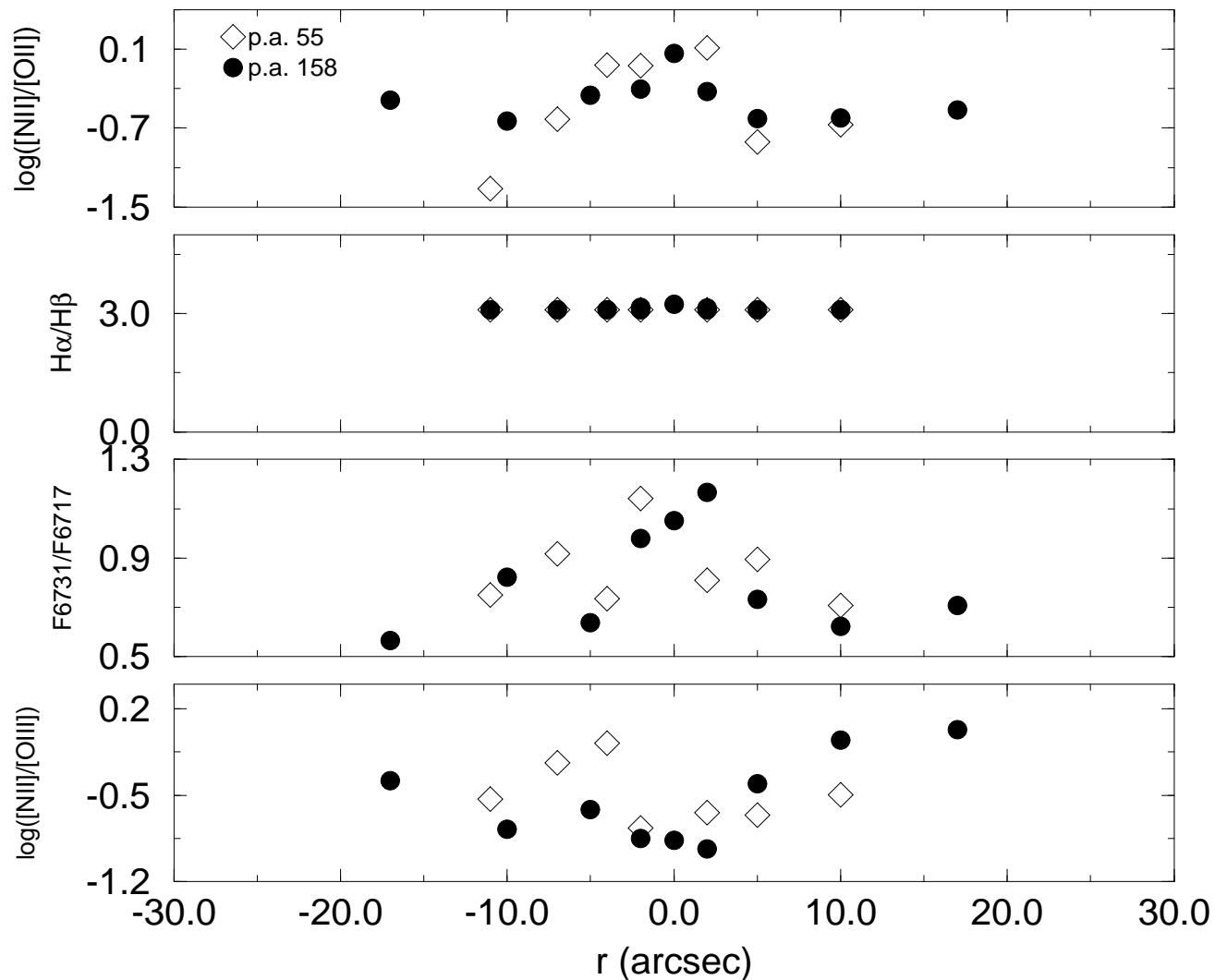


Fig. 4.10: Gráfico do logarítmo da razão $\frac{[NII]}{[OII]}$, $\frac{H\alpha}{H\beta}$, $\frac{f6731}{f6717}$ e logarítmo de $\frac{[NII]}{[OIII]}$ em função da distância ao núcleo para ESO362-G18. Os valores negativos e positivos de r representam respectivamente espectros extraídos ao longo da direção SE e NW (p.a. 158°) e NE e SW (p.a. 55.2°).

valores na faixa $0.023 \geq R_{OIII} \geq 0.011$. Tadhunter *et al* (1989) encontrou o mesmo problema com esta razão para a região estendida de linhas de emissão de rádio galáxias.

- Intervalo pequeno na razão HeII/H β . Na amostra de galáxias estudada por Storchi-Bergmann *et al* (1996), encontraram-se valores altos para esta razão. Alguns destes valores não podem ser reproduzidos com nenhum índice de lei de potência se todas as nuvens são parcialmente ionizadas ou “ionization bounded” (Binette, Courvoisier & Robinson 1988).

As soluções “tradicionais” propostas para resolver estes problemas na modelagem da emissão de núcleos ativos, a partir de um “modelo tradicional”, são:

- presença de choques;
- aumento do número de fótons ionizantes da fonte;
- baixa metalicidade.

A partir destas soluções alguns dos problemas são resolvidos embora não o sejam simultaneamente. A solução aparentemente mais promissora, seguida neste trabalho e em Binette, Wilson & Storchi-Bergmann (1996) - daqui em diante BWSB96, é a apresentada originalmente por Viegas & Prieto (1992), que parece ter potencial de resolver simultaneamente os três problemas. Esta solução consiste em modelar a região de emissão a partir da presença de nuvens “matter-bounded” (MB) e “ionization-bounded” (IB). As nuvens MB são responsáveis pela emissão do gás de alta-excitação. Assume-se que elas absorvem uma fração F_{MB} da radiação proveniente do núcleo AGN e estão totalmente ionizadas. As nuvens IB são responsáveis pela emissão das linhas de emissão do gás de baixa-intermediária excitação e estão, portanto, parcialmente ionizadas e absorvem o restante da radiação proveniente do núcleo (60%). O cenário proposto é ilustrado pela figura 4.11.

Ao longo dos modelos criados para ESO362-G8 e ESO362-G18, é importante ressaltar que adotamos a hipótese de que a diferença de excitação das nuvens MB e IB se deve unicamente a uma diferença de densidade entre elas, e não há uma contribuição da diluição geométrica para a diferença de excitação. Isto é, a distância entre as nuvens MB e IB é assumida insignificante se comparada com a distância destas mesmas nuvens à fonte ionizante do núcleo, de modo que podemos adotar apenas um efeito de densidade para explicar a diferença de excitação das nuvens MB e IB.

Para modelar a ENLR, alguns parâmetros devem ser definidos:

- O parâmetro de ionização U_{MB} é o único parâmetro de ionização que devemos determinar *a priori* uma vez que ele vê a distribuição ionizante ϕ_ν de maneira inalterada (U_{IB} esta vinculado a U_{MB} através da relação $U_{IB} = 0.6 U_{MB} \frac{n_{MB}}{n_{IB}}$). Assumiu-se neste trabalho que a fração F_{MB} absorvida é de 40% da radiação proveniente do núcleo AGN. Este valor está de acordo com o adotado em BWSB96. É importante enfatizar que U_{MB} não é tão crítico para as razões de linha como nos modelos padrões de componente única IB. Valores altos de U_{MB} (com HeII/H β constante) resultarão num aumento de intensidade nas espécies mais ionizadas (p.e. [FeX] λ 6375, [FeVII] λ 6087, [NeV]);

- O parâmetro $A_{M/I}$ é definido como a razão entre o ângulo sólido ocupado pela componente MB relativamente ao ocupado pela componente IB. Este parâmetro relaciona diretamente a proporção entre as nuvens MB e IB. O parâmetro $A_{M/I}$ pode ser inferido se a razão [HeII] λ 4686/H β for detetada, uma vez que BWSB96 encontraram uma correlação entre esta razão e o valor de $A_{M/I}$. Esta correlação se deve ao fato de este modelo supor que

praticamente toda emissão do [HeII] origina-se na componente MB. No modelo de componente dupla este parâmetro tem o mesmo efeito que o parâmetro de ionização no modelo de componente única. Um grande valor de $A_{M/I}$ implica em dar um grande peso à componente MB e, portanto, ao espectro de alta excitação. Devido ao fato de supormos apenas um efeito de densidade no que se refere à distinção da excitação para as nuvens MB e IB, o valor mínimo adotado para este parâmetro é igual à unidade, pois assim garantimos que a radiação somente chega às nuvens IB depois de atravessar as nuvens MB;

- a densidade da componente IB, n_{IB} , é determinada através da razão entre as linhas do [SII] $\lambda\lambda 6717,6731$. Uma vez que as linhas do enxofre se originam em uma região parcialmente neutra, a densidade de elétrons da nuvem IB calculada a partir do [SII] é menor que a densidade de toda nuvem IB. Sendo assim a densidade de elétrons foi multiplicada por um fator 2, a fim de levar em conta este efeito. Este valor de correção foi utilizado por BWSB96;

- Outro parâmetro importante diz respeito ao salto em densidade $S = \frac{n_{IB}}{n_{MB}}$. Este parâmetro é de suma importância, pois ele representa o modo em que ocorre a separação entre a excitação das nuvens MB e IB. Em outras palavras, ele separa o modelo de componente única em duas componentes. Assumindo-se, por exemplo, que o parâmetro S é igual a um, dizemos que, não havendo diluição geométrica significativa entre as componentes MB e IB, cai-se no limite de componente única IB, a menos da diferente quantidade de radiação proveniente do AGN (40% e 60% é absorvido respectivamente pelas nuvens MB e IB).

- A densidade da componente MB, n_{MB} , é determinada a partir da densidade da componente IB e do salto em densidade escolhido.

- O parâmetro razão gás-poeira μ insere a poeira na modelagem da ENLR, de modo a permitir um aumento na temperatura T_{OIII} inferida pelo modelo utilizado no MAPPINGS – sem no entanto modificar as razões de linha estudadas. O valor deste parâmetro foi fixado em $\mu = 0.015$, como em BWSB96 – enquanto o valor solar corresponde a $\mu = 1$;

- Por fim temos o parâmetro diluição geométrica, $w = \frac{1}{4}(\frac{r_*}{r_{MB}})^2$, onde assume-se que $r_* = 0.01''$ (valor assumido para o “raio” da fonte) e r_{MB} é a posição do espectro extraído em relação ao núcleo, em segundos de arco.

4.5.1 Modelos para ESO362-G8

O comportamento da razão de linha [OIII]/ $H\beta$ (aproximadamente constante ao longo da distância ao núcleo), sugere que o parâmetro de ionização U_{MB} (geralmente bem descrito pelo comportamento desta razão) é constante ao longo desta mesma região. Para reproduzirmos o comportamento de U_{MB} constante ao longo de r assumimos uma dependência espacial de r^{-2} para a densidade das nuvens MB, pois deste modo compensamos o efeito da diluição geométrica dos fótons ionizantes no cálculo do parâmetro de ionização. Esta densidade das nuvens MB é então parametrizada pela densidade da componente IB em uma posição apropriada, assumindo-se um valor para o parâmetro S (igual a $\frac{n_{IB}}{n_{MB}}$) nesta mesma posição. As demais posições então ficam imediatamente determinadas pela fixação do seu valor na posição escolhida, bem como o respectivo salto em densidade.

Outra suposição importante se refere à fonte usada para gerar as linhas de emissão do gás. Como vimos no capítulo 3, na galáxia ESO362-G8 a fonte encontra-se escondida – o que também é coerente com a sua classificação como Seyfert 2 – de modo que não

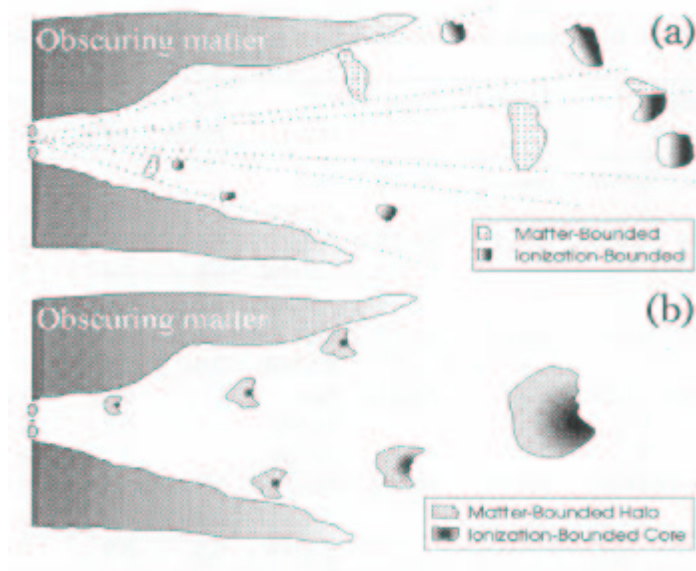


Fig. 4.11: Cenários para o modelo de componente dupla

temos condições de contorno suficientes para determinar o número de fótons ionizantes irradiados pela fonte AGN a partir das observações. Adotamos então o valor do parâmetro de ionização $U_{MB} = 0.04$, pois conjuntamente com o coeficiente $\alpha = -1.3$ na lei de potência e $F_{MB} = 0.40$, conseguimos reproduzir as altas temperaturas eletrônicas (da ordem de 15000 K, $R_{OIII} = 0.02$), representativa de regiões extranucleares observadas nesta galáxia (este valor de U_{MB} foi adotado por BWSB96 para resolver os problemas dos modelos de componente única – como descrito anteriormente).

Criamos modelos com parâmetros S iguais a 100 (modelo *a*), 40 (modelo *b*) e 25 (modelo *c*) em $x = 10''$ NE para ESO362-G8. A escolha desta posição para a parametrização da densidade da componente MB deve-se a que com isso conseguimos manter seu valor maior que 1, de modo que o intervalo do parâmetro S encontra-se na faixa de 10 a 150. Os valores para os parâmetros dos modelos gerados estão nas Tabelas 4.5, 4.6 e 4.7. Um detalhe importante é que a fonte foi modificada para cada modelo criado, de modo a corresponder a um parâmetro de ionização U_{MB} igual a 0.04 em todas as posições de todos os modelos. Isso foi feito a partir da consideração de que o parâmetro de ionização é dado pela expressão

$$U_{MB} = \frac{\phi_H}{c n_{MB}} \quad (4.12)$$

onde ϕ_H corresponde ao fluxo de fótons ionizantes (correspondentes a uma energia superior a de 912 Å), c é a velocidade da luz e n_{MB} é a densidade da componente MB. O fluxo de fótons ionizantes foi então modificado para cada salto em densidade, na mesma proporção com que se variou a densidade das nuvens MB (dadas pelo salto em densidade).

O parâmetro diluição geométrica w foi determinado a partir da expressão utilizada na descrição dos parâmetros do modelo, e é assumido diretamente dos valores observacionais. O parâmetro razão gás-poeira μ foi assumido como sendo igual a 0.015. Este valor garante que

a poeira presente auxilia na elevação da temperatura eletrônica, porém é débil demais para provocar um avermelhamento no espectro de linhas de emissão do gás interestelar. Estes dois parâmetros não foram modificados para os três modelos criados para ESO362-G8.

O modelo *a* (Veja parâmetros nas tabela 4.5) foi criado como tentativa inicial, e nele adotou-se uma abundância solar para todos os elementos químicos. Da mesma forma, o parâmetro $A_{M/I}$ foi mantido fixo em 2.5. A densidade da componente MB foi assumida como sendo 100 vezes menor que a da componente IB em $x= 10''$ NE. Os resultados encontrados (ilustrados nas figuras 4.12 e 4.13) sugeriram que as razões de linha envolvendo o Nitrogênio estavam sendo subestimadas, e que uma abundância maior para este elemento apenas, ao longo de toda a galáxia, seria uma solução para uma melhor reprodução das razões de linha observadas.

Storchi-Bergmann, Wilson & Baldwin (1996) e Storchi-Bergmann, Rodriguez-Ardila & Schmitt (1996) mostram que existe uma abundância maior do Nitrogênio em relação ao oxigênio na região nuclear de galáxias ativas, de modo que criamos um novo modelo (modelo *b*, ver tabela 4.6) com uma abundância de Nitrogênio correspondente a 2 vezes o seu valor solar, enquanto os demais elementos foram mantidos com abundância solar. Do mesmo modo, o modelo *b* incorpora um refinamento no que se refere ao parâmetro $A_{M/I}$, ao supor um valor correspondente a 2.5 na região correspondente ao “blob” (na qual se observa a presença da linha HeII λ 4686) e igual a 1 nas demais posições (onde esta linha de emissão não é observada). Um salto em densidade de 40 em $x= 10''$ NE foi adotado para este modelo.

O modelo *c* (salto em densidade 20 em $x= 10''$ NE, ver tabela 4.7) foi uma tentativa de melhorar ainda mais a reprodução das razões de linhas observadas. Para isso alteramos o parâmetro S , e conseqüentemente o parâmetro n_{MB} . Os demais parâmetros foram mantidos nos mesmos valores que os adotados no modelo *b*.

Verificamos que os modelos *b* e *c* reproduzem as observações de maneira melhor que o modelo *a*, e que ainda não se distinguem muito entre si (veja figuras 4.12 e 4.13) reproduzindo de maneira razoável as razões de linhas estudadas.

parâmetro	2''SW	4''SW	6''SW	2''NE	4''NE	6''NE	9''NE	14''NE
$A_{M/I}$	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5
n_{IB}	1002	336	336	1124	800	500	282	282
n_{MB}	70.5	17.63	7.83	70.5	17.63	7.83	3.48	1.44
n_{IB}/n_{MB}	14.21	19.06	42.9	15.94	45.39	63.8	81.0	196
w_{dil}	$6.25 \cdot 10^{-6}$	$1.56 \cdot 10^{-6}$	$6.94 \cdot 10^{-7}$	$6.25 \cdot 10^{-6}$	$1.56 \cdot 10^{-6}$	$6.94 \cdot 10^{-7}$	$3.09 \cdot 10^{-7}$	$1.28 \cdot 10^{-7}$
μ	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015
$Z_{N/O}$	1	1	1	1	1	1	1	1

Tab. 4.5: Parâmetros adotados para o modelo *a* ($S = n_{IB}/n_{MB} = 100$, em $x= 10''$ NE).

4.5.2 Modelos para ESO362-G18

Devido a esta galáxia ser uma Seyfert de tipo 1, e as linhas largas sugerirem ausência de avermelhamento significativo, aparentemente estamos vendo a fonte diretamente. Na hipótese de que o espectro ionizante possa ser extrapolado a partir do ótico, utilizamos a fonte determinada no capítulo 3 para esta Seyfert 1, a partir da lei de potência ajustada ao

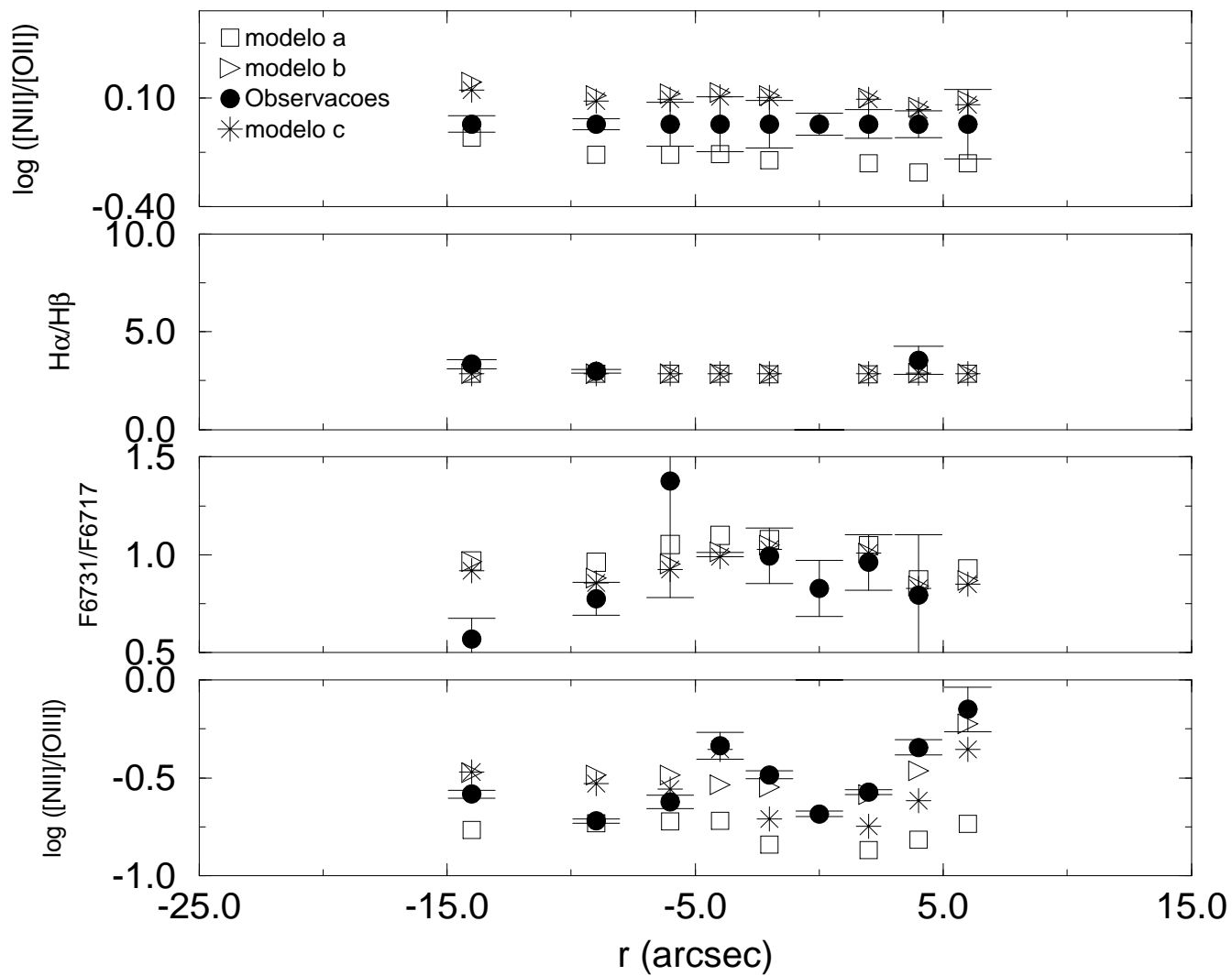


Fig. 4.12: Razões de linha observadas com os respectivos erros juntamente com modelos para a ENLR de ESO362-G8. Modelo a, b e c correspondem respectivamente a saltos em densidade de 100, 40 e 25, na posição $x = 10'$ NE.

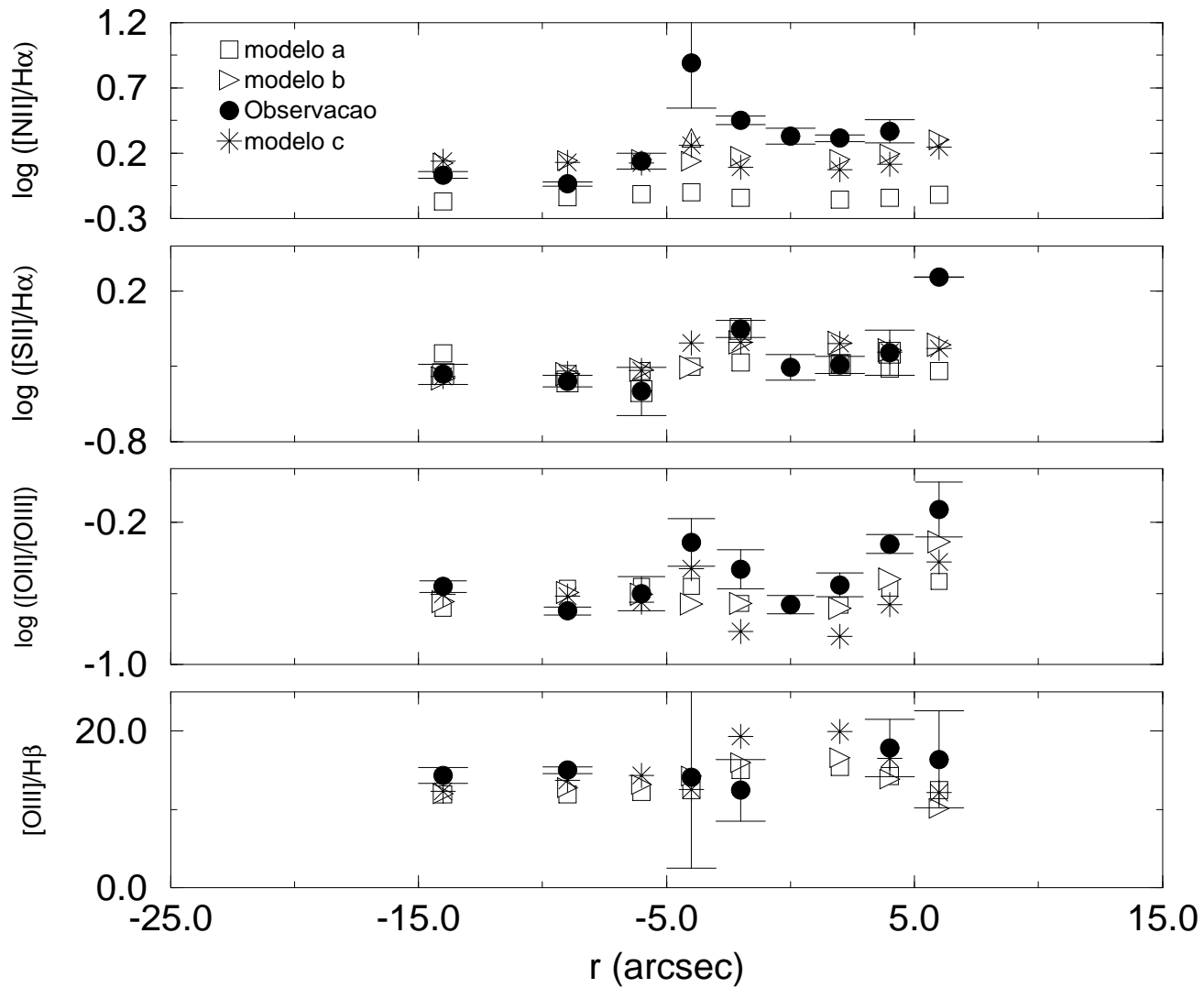


Fig. 4.13: Razões de linha observadas com os respectivos erros juntamente com modelos para a ENLR de ESO362-G8. Modelo a, b e c correspondem respectivamente a saltos em densidade de 100, 40 e 25, na posição $x = 10'$ NE.

parâmetro	2''SW	4''SW	6''SW	2''NE	4''NE	6''NE	9''NE	14''NE
$A_{M/I}$	1	1	1	1	1	2.5	2.5	2.5
n_{IB}	1002	336	336	1124	800	500	282	282
n_{MB}	176	44.1	19.6	176	44.1	19.6	8.7	3.6
n_{IB}/n_{MB}	5.69	7.63	17.16	6.38	18.16	25.53	32.40	78.40
w_{dil}	$6.25 \cdot 10^{-6}$	$1.56 \cdot 10^{-6}$	$6.94 \cdot 10^{-7}$	$6.25 \cdot 10^{-6}$	$1.56 \cdot 10^{-6}$	$6.94 \cdot 10^{-7}$	$3.09 \cdot 10^{-7}$	$1.28 \cdot 10^{-7}$
μ	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015
$Z_{N/O}$	2	2	2	2	2	2	2	2

Tab. 4.6: Parâmetros adotados para o modelo b ($S = n_{IB}/n_{MB} = 40$, em $x = 10'' NE$).

parâmetro	2''SW	4''SW	6''SW	2''NE	4''NE	6''NE	9''NE	14''NE
$A_{M/I}$	1	1	1	1	1	2.5	2.5	2.5
n_{IB}	1002	336	336	1124	800	500	282	282
n_{MB}	282	70.5	31.3	282	70.5	31.3	13.9	5.75
n_{IB}/n_{MB}	3.55	4.77	10.72	3.99	11.35	15.96	20.25	49
w_{dil}	$6.25 \cdot 10^{-6}$	$1.56 \cdot 10^{-6}$	$6.94 \cdot 10^{-7}$	$6.25 \cdot 10^{-6}$	$1.56 \cdot 10^{-6}$	$6.94 \cdot 10^{-7}$	$3.09 \cdot 10^{-7}$	$1.28 \cdot 10^{-7}$
μ	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015
$Z_{N/O}$	2	2	2	2	2	2	2	2

Tab. 4.7: Parâmetros adotados para o modelo c ($S = n_{IB}/n_{MB} = 25$, em $x = 10'' NE$).

contínuo subtraído pela população estelar no espectro nuclear. Esta fonte foi mantida para todos os modelos criados para esta galáxia. Devido ao fato da razão $[OIII]/H\beta$ mostrar nitidamente que existe um gradiente bastante pronunciado, cujo ponto de máximo corresponde à região nuclear, não adotamos uma dependência espacial para a densidade da componente MB, de modo que o parâmetro salto em densidade encontra-se livre em cada posição. Com isso garantimos que o parâmetro de ionização U_{MB} varia de posição a posição.

Foram criados modelos com salto em densidade de 120, 100, 80, 70, 60, 40, 30, 20; com abundâncias de Nitrogênio solar e 1.5 solar para cada posição. Os modelos que melhor se ajustaram aos valores das razões observadas constam das Figuras 4.14 e 4.15, e os parâmetros correspondentes constam da tabela 4.8.

A partir dos parâmetros dos modelos que melhor se ajustaram aos valores observacionais, podemos inferir que a diferença de densidade entre as nuvens MB e IB seja da ordem de 100 para esta Seyfert 1, adotando uma abundância 1.5 solar para o Nitrogênio ao longo de toda a ENLR, e uma fonte dada pelo ajuste de lei de potência do capítulo 3. Importante realçar que a razão $HeII/H\beta$ (não graficada por podermos observar o $HeII\lambda 4686$ apenas nas posições imediatamente próximas ao núcleo) também se ajustaram bem aos valores observacionais, diferindo em aproximadamente 20% destes, o que está dentro do erro na determinação desta razão de linha.

parâmetro	2''SE	5''SE	10''SE	17''SE	2''NW	5''NW	10''NW	17''NW
$A_{M/I}$	6	1	1	1	10	1	1	1
n_{IB}	1500	100	380	150	2000	142	100	100
n_{MB}	15.0	1	3.17	1.25	20	2.03	1	1
n_{IB}/n_{MB}	100	100	120	120	100	70	100	100
w_{dil}	$6.25 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$2.5 \cdot 10^{-7}$	$8.65 \cdot 10^{-8}$	$6.25 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$2.5 \cdot 10^{-7}$	$8.65 \cdot 10^{-8}$
μ	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015
$Z_{N/O}$	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5

Tab. 4.8: Parâmetros adotados que melhor se ajustaram aos pontos observacionais de ESO362-G18.

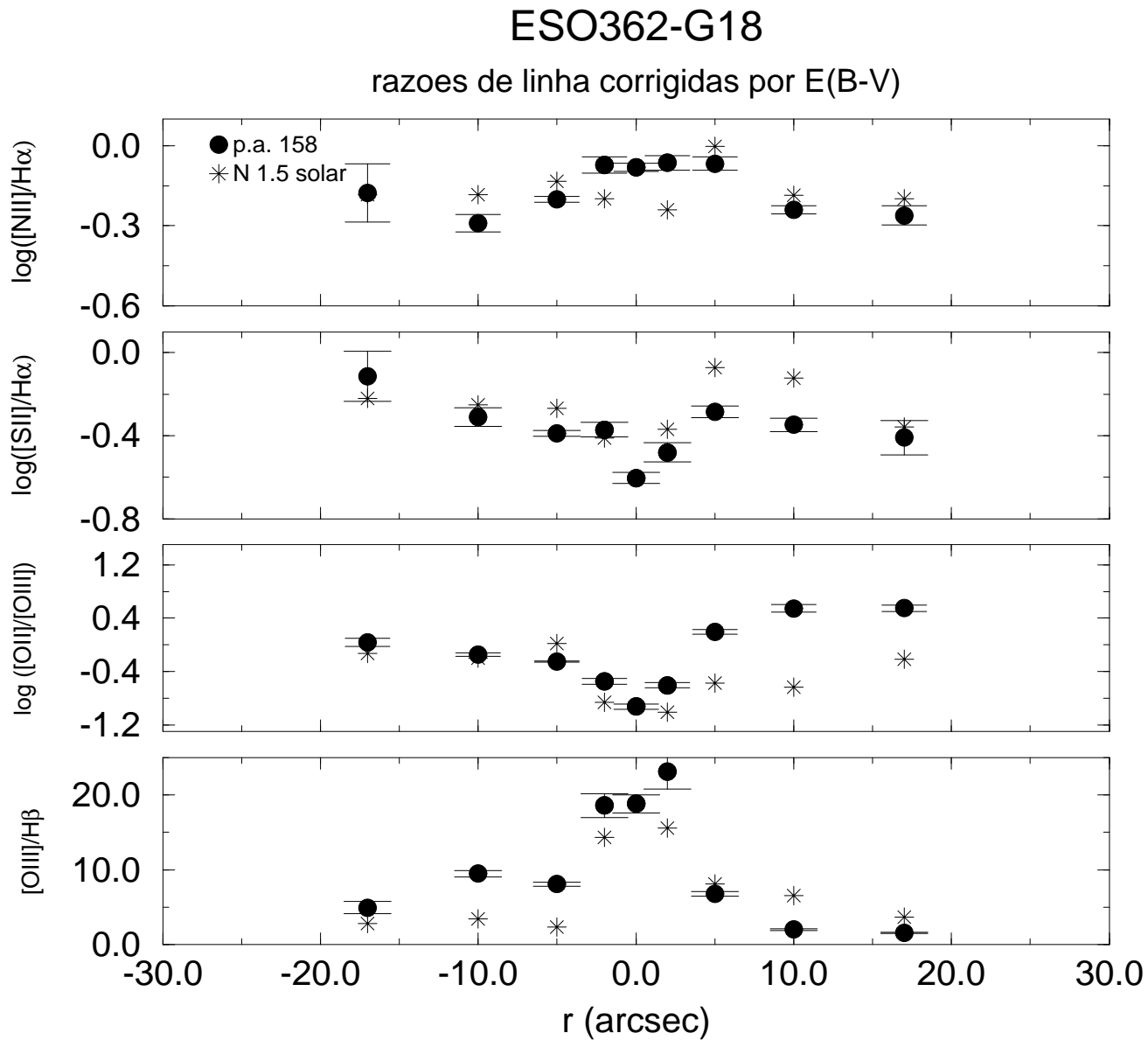


Fig. 4.14: Razões de linha observadas com os respectivos erros juntamente com modelos para a ENLR de ESO362-G18

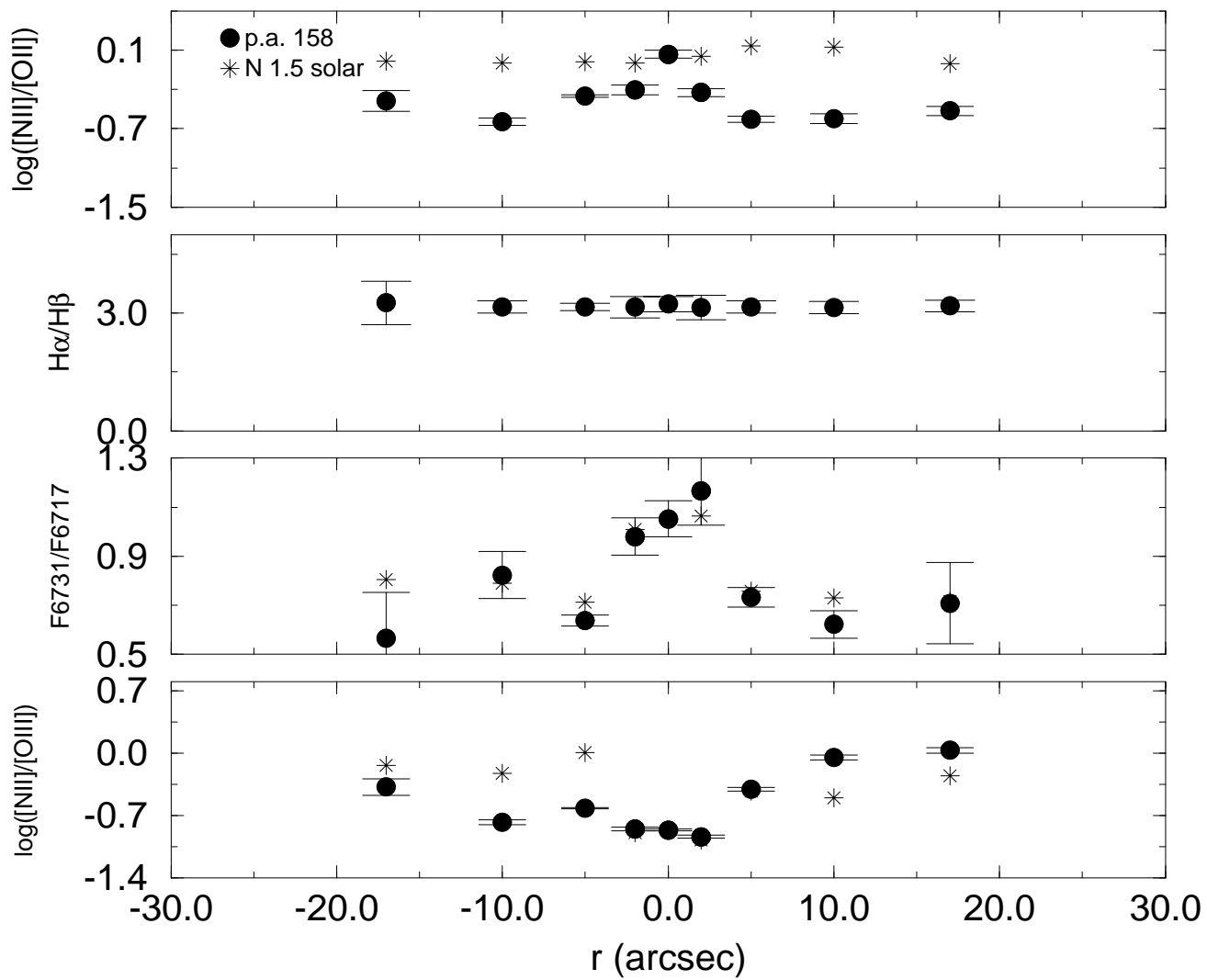


Fig. 4.15: Razões de linha observadas com os respectivos erros juntamente com modelos para a ENLR de ESO362-G18

Capítulo 5

Testes de Consistência dos Modelos e Balanço de Fótons

5.1 Fator de Preenchimento e Fator de Cobertura

A partir do conhecimento da luminosidade da fonte, bem como da luminosidade das nuvens da ENLR, podemos calcular dois parâmetros:

- O parâmetro fator de preenchimento – ou “Filling factor” ϵ . Este parâmetro representa a fração do volume total ocupado pelas condensações de gás, ou seja, permite discretizar o gás no espaço ;
- O parâmetro fator de cobertura – ou “Covering factor” C . Este parâmetro representa a fração do ângulo sólido subtendido pela fonte que é “coberta” pelas condensações de gás. Desta forma, este parâmetro permite inferir até “onde” a radiação ionizante AGN pode alcançar mantendo suas propriedades originais (antes de ser “modificada” pela presença do gás interestelar).

5.1.1 Fator de Preenchimento

O fator de preenchimento ϵ de um determinado volume V para o modelo de componente única é definido a partir da relação abaixo (Osterbrock 1989),

$$L_l = \int \epsilon n_i n_e \epsilon_l(T) dV \quad (5.1)$$

onde L_l é a luminosidade de uma determinada linha de emissão do gás, ϵ é o fator de preenchimento, n_i é a densidade de íons responsáveis pela emissão do gás, n_e sua respectiva densidade eletrônica e $\epsilon_l(T)$ é a constante de emissividade da linha de emissão do gás.

Assumindo que o parâmetro fator de preenchimento ϵ é constante ao longo da janela de extração, podemos tirá-lo para fora da integral. Assumindo ainda que as densidades de íons n_i e de elétrons n_e podem ser aproximadas como sendo a mesma e são invariantes ao longo da janela de extração, e realizando o cálculo para a luminosidade H β , podemos determinar ϵ , que fica dado pela expressão abaixo.

$$\epsilon = L_{H\beta} \frac{1}{V C_{H\beta} n^2} \quad (5.2)$$

onde $L_{H\beta}$ é a luminosidade H β em ergs por segundo; V é o volume em cm^3 ; $C_{H\beta}$ é a constante de emissividade de H β em unidades de $\text{erg cm}^3 \text{s}^{-1}$, assumida para uma temperatura de 10000 K ($C_{H\beta} = 1.24 \cdot 10^{-25} \text{erg cm}^3 \text{s}^{-1}$); n é a densidade do gás neste volume.

Torna-se imprescindível então calcular a luminosidade H β para cada janela extraída, de forma a obter o fator de preenchimento de cada região ao longo da ENLR. A luminosidade H β é obtida a partir da relação abaixo

$$L_{H\beta} = 4\pi D_{cm}^2 F_{H\beta} \quad (5.3)$$

onde D_{cm}^2 é a distância em centímetros da galáxia à Terra, obtida a partir da velocidade radial, assumindo-se uma constante de Hubble igual a $75 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$; $F_{H\beta}$ é o fluxo absoluto de H β medido em unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Assumindo que a energia é irradiada pelo AGN na forma de uma figura cônica, devido à presença de um toro de poeira e gás molecular que colima a radiação, podemos calcular o volume da janela de extração interceptado pela radiação

$$V = l \cdot 2r \cdot \text{tg}(\theta) \cdot a \quad (5.4)$$

onde l é a largura da fenda utilizada no espectro de fenda longa ($2''$), r é a distância do centro da janela à fonte de radiação, θ é a abertura do cone de ionização e a é o comprimento da janela de extração.

Podemos estimar diretamente o fator de preenchimento das nuvens IB ϵ_{IB} , assumindo a densidade n_{IB} a partir das linhas do [SII] – da maneira descrita no capítulo anterior. Para isso devemos assumir uma luminosidade H β para as nuvens IB. Isso pode ser feito a partir da relação abaixo (Binette 1996b)

$$\frac{L_{H\beta}^{IB}}{L_{H\beta}} = \frac{1}{1 + A_{M/I} \cdot 0.565} = cfhb \quad (5.5)$$

onde $L_{H\beta}^{IB}$ é a luminosidade H β das nuvens IB, $L_{H\beta}$ é a luminosidade H β total (nuvens IB + MB) – A razão entre estas luminosidades será daqui para a frente representada pelo parâmetro $cfhb$; $A_{M/I}$ é o parâmetro que relaciona a proporção entre as nuvens MB e IB (definido no capítulo anterior) e 0.565 corresponde ao quociente de luminosidade H β emitido pela componente MB com respeito a componente IB.

Temos então, que ϵ_{IB} é dado pela relação

$$\epsilon_{IB} = \left(\frac{L_{H\beta} \cdot cfhb}{V \cdot C_{H\beta} \cdot n_{IB}^2} \right) \cdot ReffRs \quad (5.6)$$

onde o parâmetro $ReffRs$ é definido a partir da relação $ReffRs = Reff/Rs$ – onde $Reff$ é o raio efetivo das nuvens de gás parcialmente ionizadas e é determinado a partir do programa MAPPINGS Ic e Rs é o raio de Stromgren – e aparece devido ao fato de as nuvens IB possuírem uma região parcialmente ionizada dentro de si, de modo que o volume ocupado é maior que o predito pelo raio de Stromgren (que supõe uma nuvem de gás totalmente ionizada). O valor adotado para $ReffRs$ foi de 3. Ora, o fator de preenchimento consiste num parâmetro definido como $\epsilon = V_{gas}/V_{tot}$. Logo, se as nuvens IB são “maiores”

do que seriam se fossem totalmente ionizadas, o cálculo do fator de preenchimento deve ser corrigido por este valor (ainda que este volume constitua-se em grande parte por gás neutro. As nuvens IB são consideradas opacas e possuidoras de uma estrutura interna de ionização (porém não se sobrepõem uma a outra). Supomos também que o tamanho das nuvens é muito pequeno comparado com a distância ao núcleo, de modo que o fator de diluição é constante dentro de cada nuvem IB ou MB. O código MAPPINGS Ic determina $Reff$ a partir do cálculo $R_{s_{MB}}/R_{s_{IB}}$ onde $R_{s_{MB}} = R_s$, uma vez que as nuvens MB estão totalmente ionizadas. $R_{s_{IB}}$ é obtido a partir da relação

$$R_{s_{IB}} = Reff \frac{U_{IB} c}{n_{IB} \alpha_B} \quad , \quad U_{IB} = U_{MB} (n_{MB}/n_{IB}) \quad (5.7)$$

onde α é o coeficiente de recombinação total do Hidrogênio.

O fator de preenchimento da MB é então dado pela mesma expressão anterior, porém multiplicado pelos parâmetros $A_{M/I}$ e por $Zerdif$, onde este último se deve a corrigir a diferença do parâmetro $ReffR_s$ para as nuvens MB (que são totalmente ionizadas). O parâmetro $Zerdif$ é definido como $R_{s_{MB}}/R_{s_{IB}}$ e é um parâmetro de saída do MAPPINGS Ic. Seus valores típicos são da ordem de 10^3 . A expressão para o fator de preenchimento ϵ_{MB} é então

$$\epsilon_{MB} = A_{M/I} \epsilon_{IB} Zerdif \quad (5.8)$$

É importante ressaltar que devido a falta de condições de contorno, este cálculo resulta consistente com as observações sempre que o valor dos parâmetros ϵ_{IB} , ϵ_{MB} resulte menor ou igual à unidade.

ESO362-G8

Os resultados do cálculo dos parâmetros ϵ_{IB} , ϵ_{MB} e da luminosidade $H\beta$ ao longo da ENLR de ESO362-G8 estão ilustrados na figura 5.1. O maior valor da luminosidade $H\beta$ é na região nuclear, mas é possível observar a presença de um segundo pico desta luminosidade na região correspondente ao “blob”.

A mais alta excitação do gás interestelar na região do “blob” é consistente com o comportamento dos parâmetros ϵ_{IB} e ϵ_{MB} . O comportamento do parâmetro ϵ_{IB} reflete a presença de gás de baixa e média excitação mais distribuído na região nuclear e no “blob”, enquanto o parâmetro ϵ_{MB} reflete que o gás de alta excitação ocupa um volume no “blob” 10 vezes maior do que nas demais regiões (inclusive naquelas imediatamente próximas ao núcleo) em relação ao volume total da região estudada. Esta maior distribuição do gás de alta excitação, quando comparada com as demais regiões, reflete, sob a hipótese da existência de nuvens distintas que dariam origem a baixa e média excitação (IB) e alta excitação (MB), a presença do “blob” é muito mais pronunciada na imagem [OIII] e no mapa de excitação (identificada com as nuvens MB) que na imagem $H\alpha + [NII]$ (associada com ambas as nuvens).

ESO362-G18

Os resultados do cálculo dos parâmetros ϵ_{IB} , ϵ_{MB} e da luminosidade $H\beta$ ao longo da ENLR de ESO362-G18 estão ilustrados na figura 5.2. O comportamento da luminosidade $H\beta$ reflete a fonte do contínuo de radiação ionizante na região nuclear. Não se observa a presença de picos secundários nem de uma maior luminosidade em uma direção preferencial ao longo do ângulo de posição da fenda utilizado para a realização destes cálculos.

O fator de preenchimento das nuvens IB ϵ_{IB} , bem como das nuvens MB ϵ_{MB} , indicam que o gás se encontra mais distribuído ao longo da direção NW, enquanto que na direção SE se encontram os menores valores destes parâmetros. A região imediatamente próxima ao núcleo apresenta valores intermediários a estas duas regiões externas (NW e SE). Interessante é o mínimo observado do parâmetro ϵ_{IB} na região correspondente à janela de extração centrada em 2"NW. Este comportamento não é observado no parâmetro ϵ_{MB} . Somado ao fato de observarmos uma maior densidade do gás excitado nesta região, este comportamento parece refletir então a mais alta excitação desta região quando comparada à região simétrica a esta no outro lado do núcleo.

Ao observarmos as imagens [OIII] (ver figura 1.1) podemos ver que a emissão [OIII] é maior na direção SE (correspondente aos menores valores de ϵ_{MB}) do que na direção NW (correspondente aos maiores valores de ϵ_{MB}). Nos modelos, a densidade assumida para as nuvens MB é um pouco maior na direção SE do que na direção NW. Uma hipótese para explicar este curioso comportamento é que o gás de alta excitação está difuso demais ao longo da direção NW, de modo que a alta excitação do gás é indetectável, enquanto que na direção SE o gás encontra-se mais concentrado e emite portanto de maneira mais intensa.

5.1.2 Fator de Cobertura

O Fator de cobertura C é definido como a razão entre a área ocupada pelas condensações de gás e a da janela de extração (que contém adicionalmente a área “inter-condensação”). Da observação podemos determinar a luminosidade $H\beta$ emitida pelo gás nas janelas de extração. O programa MAPPINGS Ic determina o fluxo emitido por 1 cm² de $H\beta$, de modo que a razão entre a luminosidade observada $L_{H\beta}^{obs}$ e o fluxo $H\beta$ do MAPPINGS Ic $\phi_{H\beta}$ nos dá a área efetiva A_{eff} ocupada pelo gás dentro da janela de extração.

$$A_{eff} = \frac{L_{H\beta}^{obs}}{\phi_{H\beta}} \quad (5.9)$$

Assumindo novamente que a energia é irradiada pelo AGN na forma de uma figura cônica, devido à presença de um toro de poeira e gás molecular que colima a radiação, podemos calcular a área da janela A_J interceptada pela radiação nuclear

$$A_J = l \ 2r \ tg(\theta) \quad (5.10)$$

onde l é a largura da fenda utilizada no espectro de fenda longa (2"), r é a distância do centro da janela à fonte de radiação e θ é a abertura do cone de ionização. Esta expressão é a mesma da equação 5.4 a menos do comprimento da janela a .

A expressão para o fator de cobertura C é então

$$C = \frac{A_{eff}}{A_J} = \frac{L_{H\beta}^{obs}}{\phi_{H\beta} A_J} \quad (5.11)$$

onde desde que os valores de C sejam menores que a unidade, os modelos se encontram de acordo com as observações.

ESO362-G8

O ângulo θ foi assumido como valendo 45° . Este valor foi assumido a partir das imagens ilustradas na figura 1.2. Os resultados se mostraram consistentes com as observações (o valor do parâmetro C se manteve sempre menor que a unidade) e estão ilustrados na figura 5.1. O comportamento do parâmetro C é consistente com uma maior interceptação da radiação ionizante na região do “blob” uma vez que C possui um máximo nesta região e um segundo máximo nas imediações do núcleo.

ESO362-G18

O comportamento do parâmetro C está ilustrado na figura 5.2. Os valores deste parâmetro se mostraram maiores do que a unidade, de modo que o modelo se mostrou inconsistente. Este resultado, longe de ser frustrante parece bastante interessante pois mostra que a fonte encontra-se subestimada no que se refere à produção de fótons ionizantes – sempre que as hipóteses envolvidas na determinação de C se mostrarem consistentes, ou seja, a fonte sendo dada pela expressão determinada no capítulo 3. Neste caso, o cálculo deste parâmetro C poderia ser usado para determinar uma luminosidade mínima para a fonte AGN.

Uma hipótese a ser estudada seria a de que esta fonte nuclear encontra-se avermelhada. Calculando a razão entre as linhas largas de emissão $H\alpha/H\beta$ obtêm-se um valor próximo a 3.1, mas que pode chegar a 3.6 considerando-se os erros de medida. Um valor de 3.6 para a razão de $H\alpha/H\beta$ geraria um $E(B-V)=0.14$ para a região de linhas largas e para o contínuo nuclear. Corrigindo o contínuo nuclear por tal avermelhamento, e ajustando novamente uma lei de potências, obteríamos um aumento de até 10 vezes no número de fótons ionizantes produzidos pelo AGN (comparada com a fonte do capítulo 3). Este valor aumenta o valor do fluxo de $H\beta$ e diminui o valor do parâmetro C .

Outra hipótese é de que o contínuo da lei de potência determinado a partir do ótico não pode ser extrapolado para a região de altas energias, de modo que a fonte se encontra subestimada.

Uma última hipótese refere-se à determinação da área A , que pode ter sido subestimada. Um determinado valor de A maior faria com que os valores de C se tornassem menores.

5.2 Balanço de Fótons

Podemos testar se o contínuo ionizante está sendo visto diretamente na galáxia ESO362-G8, assumindo-se uma forma espectral no UV e usando-se o fluxo do contínuo azul observado

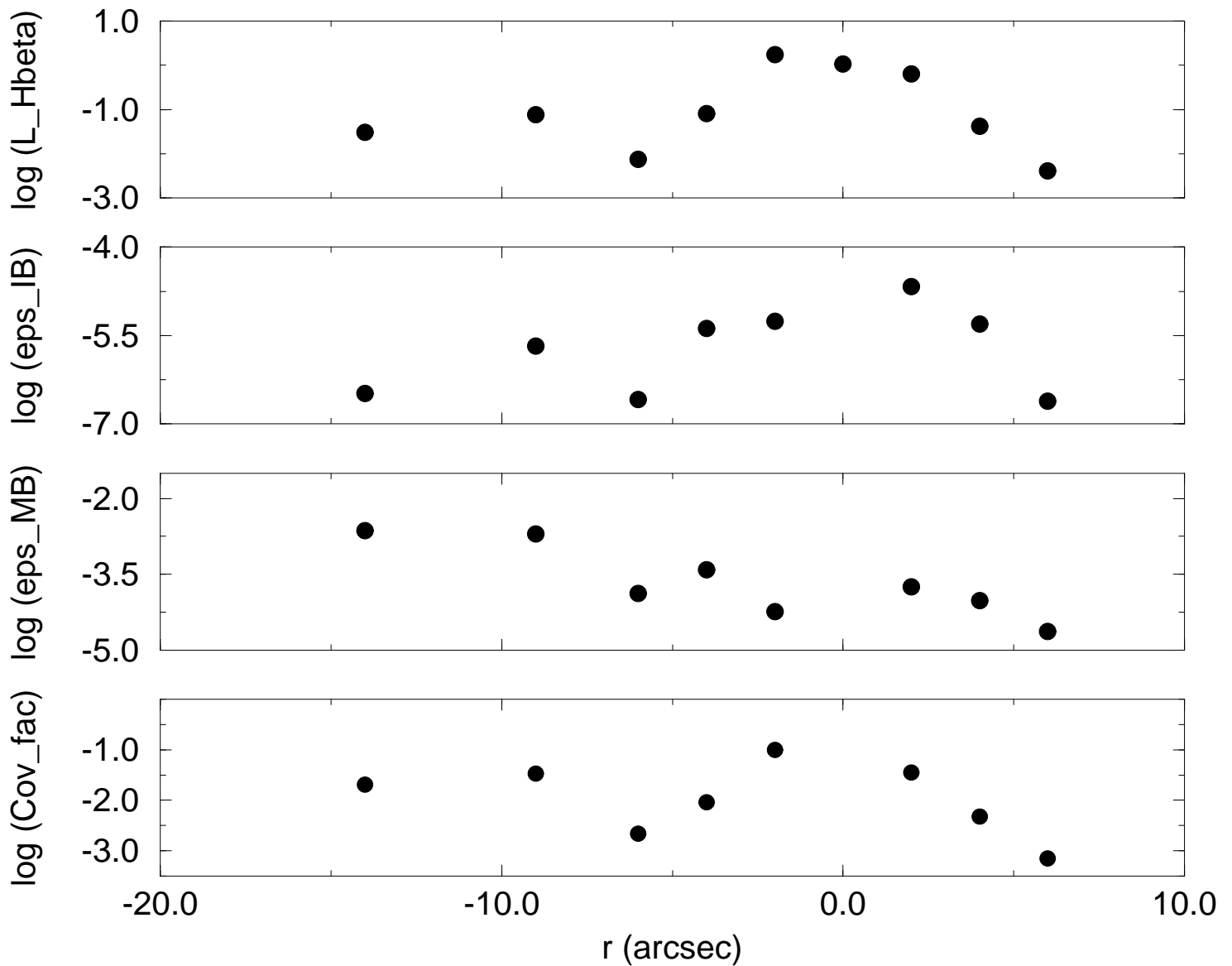


Fig. 5.1: Gráfico do logaritmo da luminosidade $H\beta$ (em unidades de $10^{40} \text{ ergs s}^{-1}$) e dos parâmetros ϵ_{IB} , ϵ_{MB} e Covering factor calculados a partir do modelo c para a ENLR de ESO362-G8 (modelo c corresponde a um salto em densidade igual a 25 em $x = 10' \text{ NE}$).

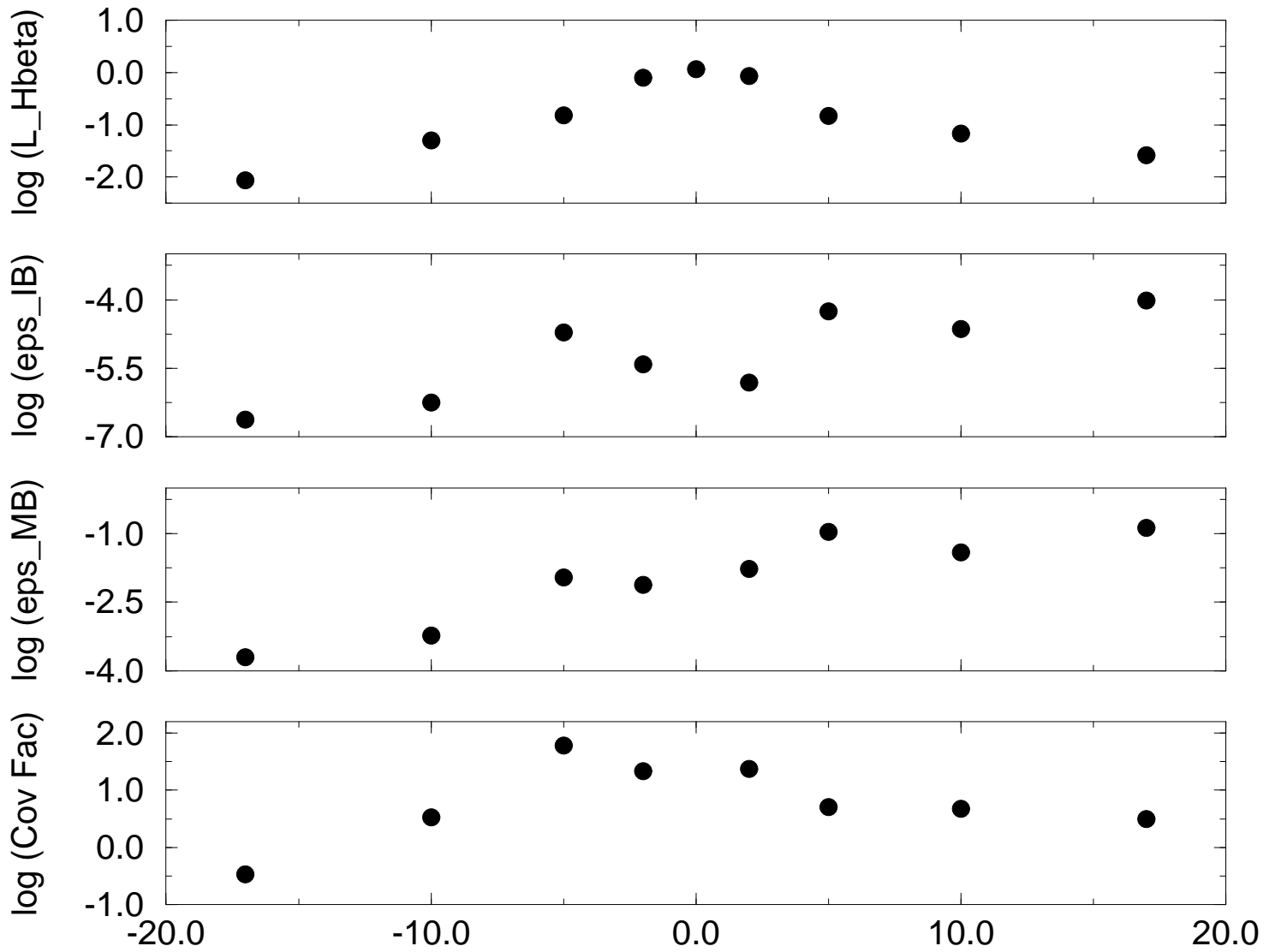


Fig. 5.2: Gráfico do logaritmo da luminosidade $H\beta$ (em unidades de $10^{40} \text{ergs s}^{-1}$) e dos parâmetros ϵ_{IB} , ϵ_{MB} e *Covering factor* calculados a partir dos modelos ilustrados nas figuras 4.14 e 4.15 para a ENLR de ESO362-G18.

para estimar o número de fótons ionizantes que vem na direção da Terra. Podemos então comparar este número com o número de fótons vistos pelo gás da ENLR. Se a fonte irradia de forma isotrópica e o núcleo não está obscurecido, estes valores devem ser iguais. Este método foi descrito por Wilson (1992), e aplicado por Kinney *et al* (1991), Storchi-Bergmann, Wilson & Baldwin (1992) e Schmitt, Storchi-Bergmann & Baldwin (1994).

O número de fótons ionizantes vistos na Terra N_{ion} foi determinado assumindo-se que o contínuo ionizante tem a forma espectral de uma lei de potência, $F_\nu = A\nu^{-\alpha}$, como foi feito por Kinney *et al* (1991) e adotado nos modelos do capítulo anterior.

$$N_{ion} = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{A\nu^{-\alpha}}{h\nu} d\nu \quad (5.12)$$

onde h é a constante de Planck, $\nu_0 = 3.29 \times 10^{15} \text{ Hz}$, frequência de ionização do hidrogênio, α é o índice espectral da lei de potência, e A é o fluxo em unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ corrigido pelo avermelhamento correspondente ao núcleo.

O número de fótons ionizantes vistos pelo gás da ENLR, N_{ph} – calculado diretamente através do MAPPINGS Ic – por segundo e escalonado para a distância da Terra é dado pela mesma expressão anterior.

A partir da razão N_{ph}/N_{ion} podemos determinar o obscurecimento da fonte ionizante provocado provavelmente pelo toro de gás molecular e poeira.

Devido ao fato de no capítulo 3 observarmos que o espectro subtraído do núcleo de ESO362-G8 não apresenta um contínuo “featureless”, assumimos como limite superior para sua contribuição o espectro subtraído pelo template de população estelar no extremo azul do espectro. Adotamos como ponto de normalização seu valor em $\lambda 3585 \text{ \AA}$ ($A_{3585} = 8.6 \cdot 10^{-17} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-2}$), onde supomos que neste comprimento de onda obtemos uma minimização da contribuição da população estelar remanescente ao contínuo nuclear. O número de fótons ionizantes visto na Terra é então $N_{ion} \approx 0.0072 \text{ fótons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

O número de fótons ionizantes por segundo vistos pelo gás da ENLR, calculado através do programa MAPPINGS Ic foi de $2.18 \cdot 10^{55} \text{ fotons s}^{-1}$. O valor escalonado para a distância da Terra é então $N_{ph} = 45.53 \text{ fotons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Isto nos leva a uma razão $N_{ph}/N_{ion} = 6308$, correspondente a uma razão entre os fluxos em $\lambda 3585 \text{ \AA}$ igual a $5.96 \cdot 10^7$ e que indica um obscurecimento de 19.4 magnitudes neste comprimento de onda.

5.3 Natureza do Contínuo Infravermelho

Utilizamos o trabalho de Storchi-Bergmann, Mulchaey & Wilson (1992) para investigar a natureza do contínuo infravermelho de ESO362-G8 e ESO362-G18. Neste trabalho os autores usam as razões entre linhas de emissão do gás nos cones de ionização de uma amostra de galáxias Seyfert 2 para calcular a luminosidade intrínseca da fonte ionizante. Imagens em bandas estreitas são usadas para obter o ângulo de abertura do cone de ionização. Assumindo que a radiação que não escapa pelos cones é absorvida por um toro de poeira em torno da fonte, e reemitida no IR, eles usam a luminosidade intrínseca da fonte para

obter a luminosidade do toro no IR. Esta luminosidade predita para o toro pode então ser comparada com as luminosidades IR observadas desta galáxia, calculadas a partir das bandas IRAS.

A luminosidade predita para o toro é determinada assumindo-se que a fonte ionizante irradia isotropicamente; o cone de ionização representa o ângulo sólido livre, e o toro absorve todos os fótons na faixa de comprimento de onda que vai de 100\AA - $1\mu\text{m}$. Assume-se que o toro re-irradia esta energia no IR (Krolik & Lepp 1989). Então, assumindo-se uma forma espectral de lei de potência para a fonte, podemos calcular a luminosidade total da fonte central na banda 100\AA - $1\mu\text{m}$, bem como a fração incidente no toro. Assumimos então que a luminosidade incidente no toro é re-irradiada isotropicamente e pode ser comparada com a luminosidade IR determinada pelas bandas IRAS. Se o toro de poeira está presente, espera-se que a luminosidade IR observada deva ser igual ou maior que a luminosidade predita para o toro – uma vez que as bandas IRAS podem ter contribuições de fontes extranucleares bem como de regiões de formações estelar. Esta luminosidade observada IR deve ser entendida como um limite superior para a luminosidade intrínseca, pois as possíveis correções para eliminar estas contribuições não podem ser feitas, já que não há observações no IR a menos das cores IRAS para as galáxias presentes neste estudo. Se a luminosidade calculada para o toro é significativamente maior que a observada, o modelo é considerado inconsistente com os dados.

A luminosidade espectral do contínuo ionizante é $L_\nu = A' \nu^{-1.3}$, onde A' é $A' = 4\pi R^2 A$. A luminosidade predita para o toro L_P é então

$$L_P = (1 - C) \int_{\nu_1}^{\nu_2} A' \nu^{-\alpha} d\nu = (1 - C) Q h f(\alpha) \quad (5.13)$$

onde

$$f(\alpha) = \frac{\alpha \nu_0^\alpha}{(1 - \alpha)} (\nu_2^{(1-\alpha)} - \nu_1^{(1-\alpha)}) \quad (5.14)$$

onde ν_2 e ν_1 são os limites superiores e inferiores assumidos para as frequências que podem aquecer a poeira ($\nu_2 = 3 \times 10^{16} \text{Hz} = 100\text{\AA}$ e $\nu_1 = 3 \times 10^{14} \text{Hz} = 1\mu\text{m}$). O fator de cobertura do bicone é $C = 1 - \cos(\frac{\theta}{2})$, onde θ é o ângulo de abertura do cone de ionização. Devido ao fato de α ser maior que 1, o valor de L_P não é sensível a ν_2 , ou seja, podemos escolher 100\AA como maior comprimento de onda de forma arbitrária para aquecer o gás.

A luminosidade predita para o toro L_P , pode então ser comparada com a luminosidade observada IR, L_{IR} , calculada por

$$L_{IR}(L_\odot) = 3.1 \times 10^{16} D_{Mpc}^2 F_{IR} \quad (5.15)$$

onde D_{Mpc} é a distância da galáxia em Mpc e F_{IR} é o fluxo infravermelho na faixa $10\text{-}120\mu\text{m}$ em $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

O fluxo no infravermelho F_{IR} foi determinado a partir dos fluxos IRAS, como em Rowan-Robinson & Crawford (1989) a partir da relação

$$F_{IR} = 1.26 \times 10^{-11} (13.48 S_{12} + 5.16 S_{25} + S_{60} + S_{100}) \quad (5.16)$$

onde S_{12} , S_{25} , S_{60} e S_{100} são os fluxos nas bandas IRAS 12, 25, 60 e $100\mu\text{m}$, respectivamente, em Jy.

5.3.1 ESO362-G8

O número de fótons ionizantes Q determinados a partir do programa MAPPINGS foi de $9.49 \times 10^{54} \text{ s}^{-1}$. Isso nos leva a luminosidade predita para o toro, L_P , igual a $7.34 \cdot 10^{11} L_{\odot}$. A luminosidade observada no infravermelho a partir das bandas IRAS é de $L_{IR} = 6.428 \cdot 10^9 L_{\odot}$.

O fato da luminosidade L_{IR} ser 114 vezes menor que a luminosidade predita para o toro L_P indica que a fonte foi superestimada, e que, portanto ela pode produzir no máximo um número de fótons ionizantes igual a $1.9079 \cdot 10^{53}$ fótons s^{-1} – desde que o modelo proposto para o contínuo infravermelho esteja correto.

5.3.2 ESO362-G18

O número de fótons ionizantes Q determinados a partir do programa MAPPINGS foi de $8.66 \cdot 10^{52}$ fótons s^{-1} . Isso nos leva a uma luminosidade predita pelo modelo para o toro, L_P , igual a $2.75 \cdot 10^9 L_{\odot}$. A luminosidade observada no infravermelho a partir das bandas IRAS é de $L_{IR} = 9.044 \cdot 10^9 L_{\odot}$.

Este resultado, somado ao fato do parâmetro C indicar que a fonte pode estar de fato subestimada, parece indicar um limite superior para a intensidade da mesma, de modo que ela pode produzir um número de fótons ionizantes 3.52 vezes maior e mesmo assim continuar consistente com o modelo de re-irradiação do toro de gás molecular e poeira proposto por Krolik & Lepp (1989) e Storchi-Bergmann, Mulchaey & Wilson (1992). Isto somado à condição de contorno envolvida no cálculo de C indica uma faixa de intensidade permitida para o AGN desta galáxia, que ficaria limitada por estes dois testes de consistência, sempre que assumamos que as hipóteses envolvidas nestes dois testes estejam corretas.

Capítulo 6

Conclusões

Foram analisados os espectros óticos de fenda longa das galáxias Seyfert 1 ESO362-G18 e Seyfert 2 ESO362-G8 com o objetivo de estudar o contínuo e a região das linhas estreitas de emissão destes objetos. O presente trabalho constituiu-se no primeiro estudo detalhado que se realiza sobre estas galáxias.

A população estelar em cada galáxia é caracterizada ao longo da região nuclear e da ENLR. Verifica-se a presença de importante contribuição de uma população de idade intermediária (aproximadamente “template” S5 de Bica 1988) nas regiões externas ao núcleo das duas galáxias. Calcula-se a contribuição desta população ao contínuo observado, e assumindo então que a população estelar das regiões mais externas ao núcleo é representativa da população nuclear, subtraímos a sua contribuição. ESO362-G18 apresenta um contínuo “featureless” depois de eliminada a contribuição da população estelar ao contínuo observado, à qual foi ajustada uma lei de potência no ramo ótico do espectro. Este contínuo seria devido a uma fonte central. No caso de ESO362-G8, concluímos que o resíduo indica uma população nuclear diferente da extranuclear, em particular mais azul, portanto mais jovem. Pelas fortes linhas de absorção de Balmer, esta população seria dominada por uma componente de idade intermediária ($\geq 10^8$ anos).

Este resultado para ESO362-G8, apesar de contradizer de certo modo as hipóteses adotadas no estudo da população estelar, mostra que a diluição das larguras equivalentes das galáxias Seyfert 2 não se deve obviamente apenas à diluição produzida por um contínuo “featureless”, podendo ser explicada em termos de um gradiente de população estelar, a qual seria mais jovem na região nuclear. Este resultado é extremamente interessante dentro do modelo unificado no que concerne à presença do contínuo AGN nas Seyferts de tipo 2 – observa-se a diluição das larguras equivalentes das linhas de absorção mas em muitas Seyferts 2 não se observa a existência de linhas largas no espectro polarizado. Cid Fernandes & Terlevich (1995) propõem a existência de um toro contendo inclusive população estelar jovem, hipótese também estudada por Heckman *et al.* (1995), (1997). Os resultados que obtivemos são consistentes com estes estudos e na verdade os reforçam bastante, embora a população “jovem” encontrada seja muito “velha” para produzir fótons ionizantes, o que significa que, para ionizar o gás necessitamos de uma fonte adicional. Um estudo com uma amostra maior de Seyferts de tipo 2 poderia confirmar ou não a presença desta população diferenciada para a região nuclear desta classe de objetos. Neste caso novas hipóteses teriam que ser formuladas no que se refere a população estelar representativa em cada região.

O estudo das linhas de emissão permitiu mapear a excitação do gás interestelar ao

longo da ENLR e da região nuclear. ESO362-G8 apresenta um peculiar espectro de alta excitação constante ao longo da ENLR (bem descrito pelo comportamento da razão de linha $[OIII]/H\beta$, o que sob a luz do modelo de duas componentes proposto por BWST96 sugere uma lei de densidades para as nuvens MB que se dilui ao longo do espaço geometricamente, da mesma maneira que supomos esteja se diluindo o contínuo de fótons ionizantes. Foi assumido um parâmetro de ionização $U_{MB} = 0.04$ conjuntamente com o índice espectral $\alpha = -1.3$ pois estes valores são capazes de reproduzir as altas temperaturas eletrônicas indicadas pelas linhas de emissão do $[OIII]$. Estes valores foram assumidos diante da impossibilidade de se determinar a fonte ionizante do AGN.

ESO362-G18 apresenta um espectro de alta excitação apenas nas regiões imediatamente próximas ao núcleo e foi modelada a partir da fonte ionizante determinada a partir do contínuo ótico extrapolado ao ultravioleta, após subtrair a contribuição devida a população estelar.

As razões de linha de emissão observadas de ambas galáxias foram modeladas com razoável sucesso, reproduzindo as razões de linha. O modelo proposto por BWST96 permitiu reproduzir as altas excitações nas regiões observadas, bem como as razões de linha de $T_{[OIII]}$ e $[HeII]/H\beta$. A densidade observada a partir das razões de linha do $[SII]$ também foi reproduzida com razoável sucesso. Interessante ressaltar que pouquíssimas galáxias Seyferts tiveram suas ENLR modeladas a partir de modelos de fotoionização, de modo que o trabalho envolvido neste estudo pode ajudar bastante no entendimento do fenômeno AGN.

Dois novos testes de consistência para os modelos foram propostos a partir da determinação dos parâmetros fator de preenchimento e fator de cobertura, e assumindo a validade destes cálculos podemos inferir uma luminosidade mínima de fótons ionizantes para o AGN. ESO362-G8 se mostrou coerente com estes testes, enquanto que ESO362-G18 apresentou fatores de cobertura maiores do que 1. Uma das soluções propostas para resolver este problema é o de assumir uma fonte que produza um maior número de fótons ionizantes que o assumido nos modelos. Uma aplicação destes testes em uma amostra maior de galáxias Seyfert de tipo 1 pode evidenciar a validade ou não do modelo ou dos testes propostos, bem como da validade das hipóteses assumidas.

Uma estimativa do balanço de fótons para ESO362-G8 indica um obscurecimento de 19.4 magnitudes em $\lambda 3585\text{\AA}$ possivelmente por poeira.

Por fim estudamos a natureza do contínuo infravermelho médio e distante. Assumindo os modelos propostos por Krolik & Lepp (1989) e aplicados por Storchi-Bergmann, Mulchaey & Wilson (1992), que atribuem a luminosidade observada no IR (determinada a partir dos fluxos IRAS) à re-emissão do toro de poeira, para as galáxias estudadas neste trabalho, verificamos que sendo válido este modelo a fonte ionizante para ESO362-G8 foi superestimada, uma vez que encontramos uma luminosidade predita para o toro maior do que a observada. Este mesmo estudo aplicado para ESO362-G18 permite assumir que a fonte ionizante pode produzir 3.52 vezes mais fótons ionizantes que o assumido nos modelos e mesmo assim continuar consistente com o modelo de re-irradiação no IR do toro. Neste caso, este cálculo pode ser usado como um teste de consistência dos modelos de fotoionização, pois ele limita a luminosidade máxima de fótons ionizantes emitidos pelo AGN.

Referências

- [1] ALLOIN, D. et al. A snapshot of the continuous emission of the active galactic nucleus in NGC 3783 from gamma-ray to radio wavelengths. *Astron. Astrophys.*, Berlin, v. 293, n. 2, p. 293-308, Jan. 1995.
- [2] AMBARTSUMYAN, V. *Theoretical astrophysics*. London: Pergamon, 1958.
- [3] ANTONUCCI, R. R. J.; MILLER, J. S. Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 297, n. 2, p. 621-632, Oct. 1985. pt. 1.
- [4] ANTONUCCI, R. R. J. Unified models for active galactic nuclei and quasars. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, Palo Alto, v. 31, p. 473-521, 1993.
- [5] BERGERON, J.; PETITJEAN, P.; DURRET, F. The high excitation extended gas in NGC 1068 - a probe to the central hidden absorbing torus. *Astron. Astrophys.*, Berlin, v. 213, n. 1/2, p. 61-74, Apr. 1989.
- [6] BEVINGTON, P. R. *Data reduction and error analysis for the physical sciences*. New York: McGraw-Hill, 1969.
- [7] BICA, E.; ALLOIN, D. A base of star clusters for stellar population synthesis. *Astron. Astrophys.*, Berlin, v. 162, n. 1/2, p. 21-31, July 1986.
- [8] BICA, E.; ALLOIN, D. A grid of star cluster properties for stellar population synthesis. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, Berlin, v. 66, n. 2, p. 171-179, Nov. 1986a.
- [9] BICA, E.; ALLOIN, D. The interstellar NA I strength versus reddening relationship Its incidence on stellar population synthesis *Astron. Astrophys.*, Berlin, v. 166, n. 1/2, p. 83-91, Sept. 1986b.
- [10] BICA, E. D. Population synthesis in galactic nuclei using a library of star clusters. *Astron. Astrophys.*, Berlin, v. 195, n. 1/2, p. 76-92, Apr. 1988.
- [11] BINETTE, L.; WILSON, A. S.; STORCHI-BERGMANN, T. Excitation and temperature of extended gas in active galaxies. II. Photoionization models with matter-bounded clouds. *Astron. Astrophys.*, Berlin, v. 312, n. 2, p. 365-379, Aug. 1996.
- [12] BINETTE, L.; COURVOISIER, T. J.; ROBINSON, A. Constraints on the soft X-ray continuum of AGN derived from photoionization models. *Astron. Astrophys.*, Berlin, v. 190, n. 1/2, p. 29-40, Jan. 1988.
- [13] BOLLER, T. et al. ROSAT all sky survey observations of IRAS galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Oxford, v. 261, n. 1, p. 57-77, Mar. 1992.
- [14] CALZETTI, D.; KINNEY, A. L.; STORCHI-BERGMANN, T. Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies: the ultraviolet and optical extinction law. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 429, n. 2, p. 582-601, July 1994. pt. 1.

- [15] CALZETTI, D.; KINNEY, A. L.; STORCHI-BERGMANN, T. Dust obscuration in Starburst galaxies from near-infrared spectroscopy. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 458, n. 1, p. 132-135, Feb. 1996. pt. 1.
- [16] CLAUSSEN, M.; LO, K. Y. Circumnuclear water vapor masers in active galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 308, n. 2, p. 592-599, Sept. 1986. pt. 1.
- [17] CODE, A. D. et al. The first ultraviolet spectropolarimetric study of NGC 1068. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 403, n. 2, p. L63-L65, Feb. 1993. pt. 2.
- [18] CORBIN, M. R.; BALDWIN, J. A.; WILSON, A. S. Kinematics and ionization of extended gas in active galaxies. IV. The Seyfert 2 galaxy NGC 4388. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 334, n. 2, p. 584-596, Nov. 1988. pt. 1.
- [19] DURRET, F. Long slit spectroscopy of emission line galaxies. II. Physical properties of the ionized gas and general characteristics. *Astron. Astrophys.*, Berlin, v. 229, n. 2, p. 351-361, Mar. 1990.
- [20] EVANS, I. N. et al. HST imaging of the inner 3 arcseconds of NGC 1068 in the light of forbidden OIII 5007Å. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 369, n. 2, p. L27-L30, Mar. 1991. pt. 2.
- [21] FATH, E. A. The spectra of some spiral nebulae and globular star clusters. *Lick. Obs. Bull.*, v. 149, p. 71-77, 1909.
- [22] FERNANDES, R. C.; TERLEVICH, R. The origin of the blue continuum in type 2 Seyferts: reflection or star-forming tori? *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Oxford, v. 272, n. 2, p. 423-441, Jan. 1995.
- [23] FILIPPENKO, A. V. The importance of atmospheric differential refraction in spectrophotometry. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, San Francisco, v. 94, n. 560, p. 715-721, Aug. 1982.
- [24] FILIPPENKO, A. V. Low-luminosity active galactic nuclei. In: OSTERBROCK, D. E.; MILLER, J. S. (Eds.). *Active galactic nuclei*. Dordrecht: Kluwer Academic, 1989. p. 495-512. (International Astronomical Union symposium, n. 134).
- [25] FILIPPENKO, A. V.; HO, L. C.; SARGENT, W. L. W. HST observations of NGC 4395, the least luminous Seyfert 1 nucleus: evidence against the starburst hypothesis for broad-lined active galactic nuclei. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 410, n. 2, p. L75-L78, June 1993. pt. 2.
- [26] GRANDI, S. A.; PHILLIPS, M. M. Large- and small-scale structure in the continuum energy distributions of quasi-stellar objects and Seyfert 1 galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 239, n. 1, p. 475-482, July 1980. pt. 1.
- [27] HANIFF, C. A.; WARD, M. J.; WILSON, A. S. High-excitation extranuclear gas in Seyfert galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 368, n. 1, p. 167-172, Feb. 1991. pt. 1.

- [28] HECKMANN, T. M. et al. The nature of the ultraviolet continuum in type 2 Seyfert galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 452, n. 2, p. 549-564, Oct. 1995. pt. 1.
- [29] HECKMANN, T. M. et al. A powerful nuclear starburst in the Seyfert galaxy markarian 477: implications for the starburst–active galactic nucleus connection. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 482, n. 1, p. 114-132, June 1997. pt. 1.
- [30] HUBBLE, E. Extragalactic nebulae. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 64, p. 321-329, 1926.
- [31] JACKSON, J. M. et al. Dense molecular gas toward the nucleus of the Seyfert galaxy NGC 1068. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 418, n. 1, p. L13-L16, Nov. 1993. pt. 2.
- [32] KAY, L. E. Blue spectropolarimetry of Seyfert 2 galaxies. 1: analysis and basic results. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 430, n. 1, p. 196-209, July 1994. pt. 1.
- [33] KEEL, W. C. Inclination effects on the recognition of Seyfert galaxies. *Astron. J.*, New York, v. 85, n. 3, p. 198-203, Mar. 1980.
- [34] KHACHIKIAN, E. Y.; WEEDMAN, D. W. An atlas of Seyfert galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 192, n. 3, p. 581-589, Sept. 1974. pt. 1.
- [35] KINNEY, A. L. et al. The featureless continua and hydrogen lines of Seyfert 2 galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 377, n. 1, p. 100-114, Aug. 1991. pt. 1.
- [36] KORISTA, K. T. et al. Steps toward determination of the size and structure of the broad-line region in active galactic nuclei. VIII. An intensive HST, IUE, and ground-based study of NGC 5548. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, Chicago, v. 97, n. 2, p. 285-330, Apr. 1995.
- [37] KOSKI, A. T. Spectrophotometry of Seyfert 2 galaxies and narrow-line radio galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 223, n. 1, p. 56-73, July 1978. pt. 1.
- [38] KROLIK, J. H.; BEGELMAN, M. C. Molecular tori in Seyfert galaxies: feeding the monster and hiding it. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 329, n. 2, p. 702-711, June 1988. pt. 1.
- [39] KROLIK, J. H.; LEPP, S. The physical state of the obscuring torus in Seyfert galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 347, n. 1, p. 149-185, Dec. 1989. pt. 1.
- [40] LAWRENCE, A.; ELVIS, M. Obscuration and the various kinds of Seyfert galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 256, n. 2, p. 410-426, May 1982. pt. 1.
- [41] LAWRENCE, A. Classification of active galaxies and the prospect of a unified phenomenology. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, San Francisco, v. 99, n. 615, p. 309-334, May 1987.
- [42] LYNDEN-BELL, D. Galactic nuclei as collapsed old quasars. *Nature*, London, v. 223, n. 5207, p. 690, Aug. 1969.

- [43] MATHEWS, W. G.; FERLAND, G. J. What heats the hot phase in active nuclei? *Astrophys. J.*, Chicago, v. 323, n. 2, p. 456-467, Dec. 1987. pt. 1.
- [44] MILLER, J. S.; GOODRICH, R. W. Spectropolarimetry of high-polarization Seyfert 2 galaxies and unified Seyfert theories. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 355, n. 2, p. 456-467, June 1990. pt. 1.
- [45] MORGANTI, R. et al. The nature of the optical filaments in Centaurus A - Evidence for a beamed ionizing continuum. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Oxford, v. 249, n. 1, p. 91-112, Mar. 1991.
- [46] MULCHAEY, J. S.; MUSHOTZKY, R.; WEAVER, K. Hard X-ray tests of the unified model for an ultraviolet-detected sample of Seyfert 2 galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 390, n. 2, p. L69-L72, May 1992. pt. 2.
- [47] MULCHAEY, J. S.; WILSON, A. S.; TSVETANOV, Z. An emission-line imaging survey of early-type Seyfert galaxies. I. The observations. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, Chicago, v. 102, n. 2, p. 309-367, Feb. 1996.
- [48] OSTERBROCK, D. E. Active galactic nuclei. *Q. J. R. Astron. Soc.*, London, v. 25, n. 1, p. 1-18, Mar. 1984.
- [49] OSTERBROCK, D. E. Seyfert Galaxies: classification, morphology, observations at optical of wavelengths, environmental factors Seyferts. In: KHACHIKIAN, E.; FRICKE, K. J.; MELNICK, J. (Eds.). *Observational evidence of activity in galaxies*. Dordrecht: Kluwer Academic, 1987. p. 109-118.
- [50] OSTERBROCK, D. E. *Astrophysics of gaseous nebulae and galactic nuclei*. Mill Valley: University Science Books, 1989.
- [51] OSTERBROCK, D. E. The nature and structure of active galactic nuclei. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 404, n. 2, p. 551-562. Feb. 1993. pt. 1.
- [52] PIER, E. A.; KROLIK, J. H. Radiation-pressure-supported obscuring tori around active galactic nuclei. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 399, n. 1, p. L23-L26, Nov. 1992. pt. 2.
- [53] PLANESAS, P.; SCOVILLE, N.; MYERS, S. T. High-resolution aperture synthesis of molecular gas in NGC 1068. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 369, n. 2, p. 364-371, Mar. 1991. pt. 1.
- [54] POGGE, R. W. A extended ionizing radiation cone from the nucleus of the Seyfert 2 galaxy NGC 1068. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 328, n. 2, p. 519-522, May 1988a. pt. 1.
- [55] POGGE, R. W. Extended ionized gas in the Seyfert 2 galaxy NGC 4388. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 332, n. 2, p. 702-710, Sept. 1988b. pt. 1.

- [56] POGGE, R. W. The circumnuclear environment of nearby, noninteracting Seyfert galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 345, n. 2, p. 730-751, Oct. 1989. pt. 1.
- [57] POGGE, R. W.; de ROBERTIS, M. M. Extended near-ultraviolet continuum emission and the nature of the polarized broad-line Seyfert 2 galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 404, n. 2, p. 563-569, Feb. 1993. pt. 1.
- [58] REES, M. J. Quasars and young galaxies *Q. J. R. Astron. Soc.*, London, v. 18, n. 4, p. 429-442, Dec. 1977.
- [59] REES, M. J. Black hole models for active galactic nuclei *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, Palo Alto, v. 22, p. 471-506, 1984.
- [60] REICHERT, G. A. et al. Steps toward determination of the size and structure of the broad-line region in active galactic nuclei. V. Variability of the ultraviolet continuum and emission lines of NGC 3783 *Astrophys. J.*, Chicago, v. 425, n. 2, 582-608, Apr. 1994. pt. 1.
- [61] ROBINSON, A. et al. Emission-line activity in radio galaxies *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Oxford, v. 227, n. 1, p. 97-114, July 1987.
- [62] RODRÍGUEZ-ARDILA, A. *Análise espectroscópica do contínuo e das linhas de emissão nas galáxias Seyfert 1 F10.01, A08.12 e C16.16*. 1995. 111 f. Dissertação (Mestre de Física) – Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 1995.
- [63] ROWAN-ROBINSON, M. On the unity of activity in galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 213, n. 3, p. 635-647, May 1977. pt. 1.
- [64] ROWAN-ROBINSON, M.; CRAWFORD, J. Models for infrared emission from IRAS galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Oxford, v. 238, n. 2, p. 523-558, May 1989.
- [65] SALAMANCA, I.; ALLOIN, D.; PELAT, D. Structure and velocity fields of the active galactic nucleus in NGC 7469 *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, Berlin, v. 111, n. 2, p. 283-296, June 1995.
- [66] SCHMIDT, M.; GREEN, R. F. Quasar evolution derived from the Palomar bright quasar survey and other complete quasar surveys. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 269, n. 2, p. 352-374, June 1983. pt. 1.
- [67] SCHMITT, H. R.; STORCHI-BERGMANN, T.; BALDWIN, J. Anisotropic high-excitation emission and chemical abundances in the Seyfert 2 galaxy NGC 5643. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 423, n. 1, p. 237-247, Mar. 1994. pt. 1.
- [68] SCHMITT, H. R. *Testes observacionais de modelos unificados para uma amostra de galáxias Seyfert*. 1994. 113 f. Dissertação (Mestre de Física) – Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 1994.

- [69] SCHULZ, H. Outflow and radiation cones in the narrow-line region of NGC 4151. *Astron. J.*, New York, v. 99, n. 5, p. 1442-1455, May 1990.
- [70] SEATON, M. J. Interstellar extinction in the UV. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Oxford, v. 187, n. 1, p. 73p-76p, June 1979.
- [71] SEYFERT, C. K. Nuclear emission in spiral nebulae. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 97, p. 28-40, 1943. pt. 1.
- [72] SLIPHER, V. M. The spectrum and velocity of the nebula N.G.C. 1068 (M 77) *Lowell Obs. Bull.*, v. 3, n. 80, p. 59-62, 1917.
- [73] SOARES, D. S. et al. Southern binary galaxies. I. A sample of isolated pairs. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, Berlin, v. 110, n. 2, p. 371-381, Apr. 1995.
- [74] STASIŃSKA, G. Confrontation of a sample of Seyfert 2 galaxies with photoionized models *Astron. Astrophys.*, Berlin, v. 135, n. 2, p. 341-355, June 1984.
- [75] STORCHI-BERGMANN, T.; BONATTO, C. Detection of a forbidden O III 5007-Å radiation cone in the nuclei of NGC 1365 and 7582. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Oxford, v. 250, n. 1, 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? *Astrophys. J.*, Chicago, v. 396, n. 1, p. 45-61, Sept. 1992. pt. 1.
- [77] STORCHI-BERGMANN, T.; MULCHAEY, J. S.; WILSON, A. S. Infrared emission in Seyfert 2 galaxies: reprocessed radiation from a dusty torus? *Astrophys. J.*, Chicago, v. 395, n. 2, p. L73-77, Aug. 1992. pt. 2.
- [78] STORCHI-BERGMANN, T.; CALZETTI, D.; KINNEY, A. L. Ultraviolet to near-infrared spectral distributions of star-forming galaxies: metallicity and age effects. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 429, n. 2, p. 572-581, July 1994. pt. 1.
- [79] STORCHI-BERGMANN, T. et al. Excitation and temperature of extended gas in active galaxies. I. Observations. *Astron. Astrophys.*, Berlin, v. 312, n. 2, p. 357-364, Aug. 1996.
- [80] STORCHI-BERGMANN, T.; WILSON, A. S.; BALDWIN, J. A. Nuclear rings in active galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 460, n. 1, p. 252-270, Mar. 1996. pt. 1.
- [81] STORCHI-BERGMANN, T. et al. Circumnuclear star formation in active galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 472, n. 1, p. 83-101, Nov. 1996. pt. 1.
- [82] SUTHERLAND, R. S. et al. Shock excitation of the emission-line filaments in Centaurus A. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 414, n. 2, p. 510-526, Sept. 1993. pt. 1.
- [83] TADHUNTER, C. N.; TSVETANOV, Z. Anisotropic ionizing radiation in NGC5252. *Nature*, London, v. 341, p. 422-424, Oct. 1989.

- [84] TADHUNTER, C. N.; METZ, S.; ROBINSON, A. Cygnus A resolved: long-slit spectroscopy of the extended emission-line system. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Oxford, v. 268, n. 4, p. 989-1009, June 1994.
- [85] TRAN, H. D.; MILLER, J. S.; KAY, L. E. Detection of obscured broad-line regions in four Seyfert 2 galaxies. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 397, n. 2, p. 452-456, Oct. 1992. pt. 1.
- [86] TRAN, H. D. The nature of Seyfert 2 galaxies with obscured broad-line regions. II. Individual objects. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 440, n. 2, p. 578-596, Feb. 1995. pt. 1.
- [87] TSEVTANOV, Z.; PETROSIAN, A. R. H II Region populations in Seyfert galaxies. I. Database. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, Chicago, v. 101, n. 2, p. 287-308, Dec. 1995.
- [88] UNGER, S. W. et al. The extended narrow-line region in radio Seyferts: evidence for a collimated nuclear UV field? *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Oxford, v. 228, n. 3, p. 671-679, Oct. 1987.
- [89] VEILLEUX, S.; OSTERBROCK, D. E. Spectral classification of emission-line galaxies. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, Chicago, v. 63, n. 2, p. 295-310, Feb. 1987.
- [90] VIEGAS, S. M.; GOUVEIA DAL PINO, E. M. de The origin of the optical emission lines associated with extragalactic radio sources. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 384, n. 2, p. 467-473, Jan. 1992. pt. 1.
- [91] VIEGAS, S. M.; PRIETO, M. A. Probing photoionization models in two well-studied extended emission-line regions: Centaurus A and 3C 227. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Oxford, v. 258, n. 3, p. 483-490, Oct. 1992.
- [92] WILSON, A. S. Extended emission-line regions as probes of nuclear activity in galaxies. In: WAGNER, S. J.; DUSCHL, W. J. (Eds.). *Physics of active galactic nuclei*, Berlin: Springer-Verlag, 1992. p. 70.
- [93] WILSON, A. S. et al. The ionization cones in the Seyfert galaxy NGC 5728. *Astrophys. J.*, Chicago, v. 419, n. 2, p. L61-L64, Dec. 1993. pt. 2.
- [94] WINKLER, H. An investigation into the properties of a subgroup of southern galaxies detected by the IRAS survey. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Oxford, v. 234, n. 3, 703-711, Oct. 1988.