

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Roberto Bertoldo Menezes

Diferenciação de modelos para LINERs

São Paulo

2009

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

Roberto Bertoldo Menezes

Diferenciação de modelos para LINERs

Dissertação apresentada ao Departamento de Astronomia
do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
da Universidade de São Paulo como parte dos requisitos
para a obtenção do título de Mestre em Ciências

Área de Concentração: Astronomia

Orientador: Prof. Dr. João Evangelista Steiner

São Paulo

2009

À minha mãe Lindete.

Agradecimentos

Eu agradeço aos meus pais Lindete e Roberto por sempre me darem apoio em todas as minhas atividades.

Também gostaria de agradecer ao meu orientador João Evangelista Steiner por me guiar ao longo desse trabalho e me ajudar a superar as várias dificuldades encontradas.

A Alexandre Soares Oliveira pela grande ajuda dada durante o processo de redução dos dados e a Roberto Cid Fernandes pelas informações e esclarecimentos fornecidos sobre o software “Starlight”. A Zulema Abraham pelos valiosos comentários feitos referentes aos meus relatórios de departamento. Ao meu colega Tiago Vecchi Ricci por várias ajudas fornecidas durante a execução do trabalho.

Finalmente, gostaria de agradecer à FAPESP pelo apoio financeiro fornecido durante a execução do projeto.

Resumo

O principal objetivo desse trabalho foi determinar quais os mecanismos físicos mais relevantes na origem dos espectros de baixa ionização dos LINERs NGC 4736 (M 94), NGC 404 e NGC 4579 (M 58), que foram observados com o IFU (“Integral Field Unity”) do GMOS (“Gemini Multi-Object Spectrograph”) do telescópio Gemini Norte. Para isso, os cubos de dados desses objetos foram analisados utilizando-se várias metodologias como síntese espectral, simulação espectral com o software “Cloudy” e a Tomografia PCA, que é um método inovador que utiliza a robusta ferramenta estatística da Análise de Componentes Principais (“Principal Component Analysis” – PCA) em cubos de dados.

Ao final do trabalho, foram obtidas informações relevantes sobre os mecanismos físicos responsáveis pelos espectros observados nos LINERs mencionados. Em NGC 4736 foi detectada a presença de um AGN tipo 1; entretanto, apenas parte dos valores das razões de linhas de emissão observadas puderam ser explicadas por esse modelo, o que leva à hipótese de que outros mecanismos ionizantes também estejam presentes, como fotoionização estelar, por exemplo. Modelos envolvendo aquecimento por ondas de choque não foram capazes de reproduzir o espectro observado.

Em NGC 404 foram detectados movimentos expansivos do gás, possivelmente associados a ventos estelares. Modelos de aquecimento por ondas de choque em ambientes com baixos valores de densidade eletrônica (0.1 e 1.0 cm^{-3}) e campos magnéticos pouco intensos (0.0001 a $1 \mu\text{G}$) foram eficazes em reproduzir a maior parte dos valores das razões de linhas de emissão detectadas. Esse modelo, entretanto, não é compatível com as densidades calculadas nas regiões mais próximas ao centro do bojo (100 a 1000 cm^{-3}), o que leva à hipótese de que outros mecanismos, como fotoionização estelar por exemplo, também tenham relevância. Embora não tenham sido detectados indícios da presença de um AGN, não se pode descartar a hipótese de que tenha existido um AGN no passado e que depois ele tenha se “apagado” (a acreção no buraco central tenha deixado de ocorrer), de modo que parte da sua emissão ainda esteja se propagando pela NLR, gerando o espectro detectado.

Finalmente, em NGC 4579, as análises revelaram que o AGN tipo 1 existente (claramente detectado nos espectros usuais dessa galáxia) está deslocado em relação ao centro do bojo. As

simulações envolvendo a fotoionização por um AGN central foram capazes de explicar a grande maior parte dos valores das razões de linhas de emissão detectadas, desde que fossem admitidos cortes de energia inferiores do contínuo ionizante em 20, 30 e 40 eV. Outros mecanismos como fotoionização estelar e aquecimento por ondas de choque não foram eficazes em reproduzir as características espectrais observadas.

Abstract

The main objective of this work was to determine what physical mechanisms are more relevant in the origin of the low ionization spectra of the LINERs NGC 4736, NGC 404 and NGC 4579, which were observed with the IFU (Integral Field Unity) of the GMOS (Gemini Multi-Object Spectrograph) of the Gemini North Telescope. To achieve that, the data cubes of these objects were analyzed with several methodologies like spectral synthesis, spectral simulation with the software Cloudy and the PCA Tomography, which is a new method that consists in applying the efficient statistical tool known as Principal Component Analysis in data cubes.

As a result, we obtained relevant information about the physical mechanisms originating the observed spectra of the mentioned LINERs. In NGC 4736 we detected the presence of a type 1 AGN; however, only part of the observed emission line ratios could be explained by the AGN model, what leads to the hypothesis that other ionization mechanisms might be present as well, perhaps stellar photoionization. Models involving shock heating weren't able to reproduce the observed spectrum.

In NGC 404 we detected expansive movements of the gas, possibly associated to stellar winds. Models involving shock heating in environments with low electronic densities (0.1 and 1.0 cm^{-3}) and low intensity magnetic fields (0.0001 to $1 \text{ }\mu\text{G}$) were able to reproduce most of the values of the detected emission line ratios. This model, however, is not consistent with the calculated densities in regions located near the center of the bulge (100 to 1000 cm^{-3}), what leads to the hypothesis that other mechanisms, like stellar photoionization, for example, might have relevance too. Despite not having detected signs of the presence of an AGN, we can't discard the hypothesis that there has been an AGN in the past, now being extinguished, but some of its emission is still propagating through the NLR, what generates the observed spectrum.

Finally, in NGC 4579 the analysis revealed that the position of the type 1 AGN (clearly seen in the usual spectra of this galaxy) doesn't coincide with the center of the stellar bulge. Simulations involving photoionization by a central AGN were able to explain most of the detected emission line ratios if we adopted low energy cuts of the ionizing continuum in 20, 30

and 40 eV. Other mechanisms like stellar photoionization and shock heating weren't effective in reproducing the observed spectral characteristics.

Sumário

| | |
|--|----|
| 1 – Introdução..... | 15 |
| 2 – Modelos Teóricos para LINERs..... | 19 |
| 2.1 – Introdução..... | 19 |
| 2.2 – Modelo do AGN..... | 19 |
| 2.2.1 – O disco de acreção..... | 22 |
| 2.2.2 – A região das linhas largas – BLR..... | 24 |
| 2.2.3 – A região das linhas estreitas – NLR..... | 27 |
| 2.2.4 – O modelo do AGN no contexto dos LINERs..... | 29 |
| 2.2.5 – O modelo Unificado no contexto dos LINERs..... | 30 |
| 2.3 – Modelo de ondas de choque..... | 32 |
| 2.3.1 – O modelo de ondas de choque no contexto dos LINERs..... | 35 |
| 2.4 – Modelos de fotoionização a partir de estrelas “jovens”..... | 36 |
| 2.4.1 – Fotoionização a partir de estrelas Wolf-Rayet – “Warmers”..... | 36 |
| 2.4.2 – Fotoionização a partir de estrelas de tipo O..... | 38 |
| 2.5 – Modelos de fotoionização a partir de estrelas “velhas”..... | 39 |
| 2.5.1 – Fotoionização a partir de núcleos de nebulosas planetárias..... | 39 |
| 2.5.2 – Fotoionização a partir de estrelas pós-AGB com idade superior a 10^9 anos..... | 41 |
| 3 – Metodologias de trabalho..... | 43 |
| 3.1 – Introdução..... | 43 |
| 3.2 – Redução dos dados..... | 43 |
| 3.3 – Correção da refração diferencial atmosférica..... | 47 |
| 3.3.1 – O efeito da refração diferencial atmosférica em cubos de dados..... | 52 |
| 3.4 – Deconvolução de Richardson-Lucy..... | 58 |
| 3.4.1 – Deconvolução de Richardson-Lucy em cubos de dados..... | 60 |
| 3.5 – Análise em Componentes Principais – PCA..... | 62 |
| 3.5.1 – Aplicação do PCA em cubos de dados – a Tomografia PCA..... | 67 |

| | |
|---|-----|
| 3.6 – Síntese espectral com o “Starlight”..... | 72 |
| 3.6.1 – Aplicação do “Starlight” em cubos de dados..... | 74 |
| 3.7 – Simulação com o software “Cloudy”..... | 76 |
| 4 – NGC 4736 (M 94)..... | 77 |
| 4.1 – Introdução..... | 77 |
| 4.2 – Preparação do cubo de dados de NGC 4736..... | 83 |
| 4.3 – Aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar..... | 85 |
| 4.4 – Síntese espectral do cubo de dados de NGC 4736 com o “Starlight”..... | 93 |
| 4.4.1 – Qualidade dos ajustes..... | 93 |
| 4.4.2 – Parâmetros cinemáticos..... | 94 |
| 4.4.3 – Populações estelares..... | 98 |
| 4.4.4 – Extinção interestelar..... | 108 |
| 4.4.5 – Índices de Lick..... | 109 |
| 4.5 – Aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído..... | 112 |
| 4.6 – Análise de diagramas de diagnóstico..... | 127 |
| 5 – NGC 404..... | 135 |
| 5.1 – Introdução..... | 135 |
| 5.2 – Preparação do cubo de dados de NGC 404..... | 138 |
| 5.3 – Aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar..... | 140 |
| 5.4 – Síntese espectral do cubo de dados de NGC 404 com o “Starlight”..... | 149 |
| 5.4.1 – Qualidade dos ajustes..... | 149 |
| 5.4.2 – Parâmetros cinemáticos..... | 150 |
| 5.4.3 – Populações estelares..... | 151 |
| 5.4.4 – Extinção interestelar..... | 158 |
| 5.4.5 – Índices de Lick..... | 159 |
| 5.5 – Aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados de NGC 404 com o contínuo | |

| | |
|---|-----|
| estelar subtraído..... | 161 |
| 5.6 – Análise de diagramas de diagnóstico..... | 174 |
| 6 – NGC 4579 (M 58)..... | 185 |
| 6.1 – Introdução..... | 185 |
| 6.2 – Preparação do cubo de dados de NGC 4579..... | 188 |
| 6.3 – Aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar..... | 190 |
| 6.4 – Síntese espectral do cubo de dados de NGC 4579 com o “Starlight”..... | 199 |
| 6.4.1 – Qualidade dos ajustes..... | 199 |
| 6.4.2 – Parâmetros cinemáticos..... | 200 |
| 6.4.3 – Populações estelares..... | 202 |
| 6.4.4 – Extinção interestelar..... | 208 |
| 6.4.5 – Índices de Lick..... | 209 |
| 6.5 – Aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar subtraído..... | 211 |
| 6.6 – Análise de diagramas de diagnóstico..... | 225 |
| 7 – Conclusões e perspectivas..... | 233 |
| Referências Bibliográficas..... | 237 |
| Apêndice A..... | 241 |
| Apêndice B..... | 243 |
| Apêndice C..... | 247 |
| Apêndice D..... | 249 |
| Apêndice E..... | 251 |

1 – Introdução

LINERs (“Low Ionization Nuclear Emission-Line Regions”) são regiões próximas ao núcleo de galáxias que apresentam um espectro dominado por linhas de emissão de baixa ionização. Essa classe de objetos foi identificada pela primeira vez por Heckman (1980). Em seu artigo, Heckman estabelece que, para um objeto ser classificado como LINER, ele deve possuir linhas de emissão de [O I] $\lambda 6300$, [O II] $\lambda 3727$ e [O III] $\lambda 5007$ que satisfaçam os seguintes critérios:

$$\frac{[OII]\lambda 3727}{[OIII]\lambda 5007} > 1 \qquad \frac{[OI]\lambda 6300}{[OIII]\lambda 5007} > \frac{1}{3}$$

Em geral, entretanto, os critérios estabelecidos pelas expressões acima são um tanto quanto arbitrários, de modo que objetos satisfazendo apenas uma das desigualdades e estando razoavelmente de acordo com a outra são, normalmente, classificados com LINERs. Devido a dificuldades frequentemente encontradas para comparar intensidades de linhas de emissão presentes em um intervalo de comprimentos de onda (consideravelmente grande) que vai de 3727 A até 6300 A e, mais especificamente, para fazer comparações com a linha de [O II] $\lambda 3727$, que pode ser bastante afetada pela extinção interestelar, outros critérios costumam ser utilizados para definir os LINERs. Um deles estabelece que, para uma galáxia ser classificada com LINER, deve satisfazer as desigualdades a seguir:

$$\frac{[OIII]\lambda 5007}{H\beta} < 3 \qquad \frac{[OI]\lambda 6300}{H\alpha} > 0.05$$

Outro critério, análogo ao anterior, estabelece as seguintes desigualdades:

$$\frac{([SII]\lambda 6716 + \lambda 6731)}{H\alpha} > 0.4 \qquad \frac{[NII]\lambda 6583}{H\alpha} > 0.5$$

As luminosidades dos LINERs costumam ser baixas ($L_{bol} < 10^{44}$ erg/s), sendo que, em média, as galáxias Seyfert são dez vezes mais luminosas. As larguras das linhas de emissão

desses objetos são comparáveis àquelas das “Narrow Line Regions” das galáxias Seyfert, entretanto, em alguns casos podem ser detectadas as largas em algumas dessas linhas (como H α e H β , por exemplo). Por essa razão, costuma-se dividir esses objetos (analogamente ao que é feito no caso das galáxias Seyfert) em LINERs 1 e LINERs 2. As galáxias de tipo 1 são aquelas que apresentam linhas de emissão com as largas em seus espectros, enquanto as de tipo 2 apresentam apenas linhas estreitas.

Os LINERs são bastante comuns. Acredita-se que eles estejam presentes em cerca de 30 % das galáxias próximas. Além disso, eles também tendem a ocorrer com maior frequência em galáxias “early type” (estudos têm mostrado que o máximo da ocorrência de LINERs se dá em galáxias do tipo S0/Sa).

Muitos LINERs foram identificados como sendo fontes de rádio, ou seja, acredita-se que grande parte desses objetos seja do tipo “radio loud”.

Ao contrário de quasares e galáxias Seyfert, os LINERs, em geral, não apresentam o chamado “big blue bump” em seus espectros, mas possuem um “big red bump”, ou seja, um máximo de emissão na região infravermelha do espectro.

O espectro de baixa ionização dos LINERs, inicialmente, foi tomado como sendo gerado por aquecimento devido a ondas de choque (Heckman (1980)), entretanto, trabalhos posteriores (Halpern & Steiner (1983) e Ferland & Netzer (1983)) mostraram que tais características espectrais também poderiam ser reproduzidas por modelos envolvendo fotoionização com parâmetros de ionização até uma ordem de grandeza menores do que aqueles apresentados pelas galáxias Seyfert e utilizando, como fonte ionizante, um contínuo na forma de lei de potência. Esses trabalhos revelaram, conseqüentemente, que os LINERs poderiam ser movidos (da mesma forma que se acredita que ocorra no caso das galáxias Seyfert) por autênticos AGNs, ou seja, que sua energia poderia ser produzida pela acreção de matéria em um buraco negro central, entretanto, o processo envolveria parâmetros de ionização com baixos valores. Muitos estudos envolvendo observações de raios-x têm sido feitos com os LINERs e verificou-se que vários desses objetos possuem uma fonte nuclear compacta de raios-x duros. Isso é um indício de que, de fato, muitos LINERs podem estar associados a AGNs.

Trabalhos posteriores mostraram que as características espectrais dos LINERs também poderiam ser reproduzidas por modelos envolvendo fotoionização por estrelas quentes, possivelmente associadas a algum “starburst” recente na região nuclear da galáxia. Terlevich &

Melnick (1985) mostraram que o espectro de baixa ionização dos LINERs poderia ser reproduzido por modelos envolvendo a fotoionização de grandes regiões H II por estrelas Wolf-Rayet de tipo espectral WC5, WC4 e WO (que, no trabalho aqui mencionado, são chamadas de “Warmers”). De um modo similar, Shields (1992) mostrou que a fotoionização por estrelas de tipo O existentes em um meio relativamente denso também pode dar origem às características espectrais dos LINERs.

O modelo de aquecimento por ondas de choque também foi bastante aprimorado nos últimos anos. Dopita et al. (1996), por exemplo, mostraram que boa parte das características espectrais do LINER M87 poderiam ser reproduzidas por modelos associados a ondas de choque.

Modelos envolvendo fotoionização por estrelas “velhas” também foram propostos para explicar a origem dos espectros dos LINERs. Taniguchi et al. (2000) mostraram que a fotoionização pelo núcleo quente (10^5 K) de nebulosas planetárias pode dar origem às razões de linhas de emissão detectadas nos espectros dos LINERs. Binette et al. (1994) também mostraram que a fotoionização por estrelas pós-AGB em galáxias elípticas pode, pelo menos, ter uma contribuição considerável para gerar as características espectrais dos LINERs (que são encontrados em muitas galáxias elípticas).

Todos os modelos citados acima são bastante diferentes em termos de origem física e, por isso mesmo, a natureza dos LINERs tem sido motivo de muitos debates ao longo dos anos. Hoje parece claro que os LINERs constituem uma classe de objetos bastante heterogênea, ou seja, não existe um modelo único capaz de explicar as características de todos os LINERs observados e cada objeto diferente pode ser explicado por um dos diversos modelos citados ou por combinações dos mesmos.

O principal objetivo desse trabalho é estudar o mecanismo físico capaz de gerar as características espectrais dos LINERs NGC 4736 (M 94), NGC 404 e NGC 4579 (M 58). Para isso, foi feita uma análise dos dados obtidos com o IFU (“Integral Field Unity”) do GMOS (“Gemini Multi-Object Spectrograph”) do telescópio Gemini Norte. Nessa análise foi utilizada a metodologia da Tomografia PCA, que consiste em um método inovador para o estudo de cubos dados através da aplicação da robusta técnica estatística “Principal Component Analysis”. Além disso, foram feitas análises da população estelar da região central das galáxias acima através de uma síntese espectral executada com o software Starlight. Também foram feitas simulações com

o software Cloudy na tentativa de se reproduzir as razões de linhas de emissão apresentadas pelos três objetos analisados.

Como sub-produto desse trabalho, foram submetidos dois “papers” de natureza metodológica (ver Apêndice E), sendo que um deles encontra-se em processo de impressão e o outro em processo de aceitação. Também foram obtidas importantes informações sobre a cinemática e as populações estelares existentes na parte central do bojo de cada galáxia. Essas informações também estão apresentadas no corpo do trabalho, uma vez que podem ser fonte de informação sobre a natureza das regiões emissoras.

2 – Modelos teóricos para LINERs

2.1 – Introdução

Muitos modelos já foram propostos para explicar o mecanismo físico que dá origem ao espectro dos LINERs, caracterizado por linhas de emissão de baixa ionização, e, por isso mesmo, a natureza desses objetos foi motivo de muitas polêmicas ao longo dos anos. Hoje, entretanto, parece claro que esses objetos formam uma classe bastante heterogênea e que cada um deles pode ser explicado por um dos diferentes modelos propostos ou por uma combinação deles. A seguir, será dada uma descrição mais detalhada de alguns dos principais modelos existentes para explicar as características espectrais dos LINERs: AGNs, aquecimento por ondas de choque, fotoionização por estrelas jovens e fotoionização por estrelas velhas.

2.2 – Modelo do AGN

Uma das hipóteses sobre mecanismo físico responsável pela produção de energia em um LINER diz que esses objetos correspondem a núcleos ativos de galáxias (AGN – “Active Galactic Nuclei”). De acordo com esse modelo, a energia liberada pelo LINER, que dá origem ao espectro de baixa ionização, vem da acreção de matéria em um buraco negro central. Fundamentalmente, nesse processo a energia é liberada à medida que a matéria vai sendo acreta no buraco negro, ou seja, pode-se dizer que se trata de um processo de obtenção de energia a partir de uma certa quantidade de matéria acreta em um buraco negro. Esse processo possui uma eficiência η ; pode-se dizer, assim, que a energia disponível a partir da acreção de uma certa quantidade de massa m pode ser dada pela expressão

$$E = \eta mc^2, \quad (2.1)$$

logo, a taxa em que a energia é liberada a partir da acreção pode ser dada por

$$L = \eta \dot{m} c^2 . \quad (2.2)$$

$$\text{onde } \dot{m} = \frac{dm}{dt} = \text{taxa de acreção de massa}$$

Por outro lado, a energia potencial gravitacional de uma massa m a uma distância r do buraco negro central de massa M pode ser dada pela fórmula

$$U = \frac{GMm}{r} , \quad (2.3)$$

consequentemente, a taxa em que a energia potencial gravitacional do material que está sendo acretado no buraco negro central pode ser convertida em radiação e emitida fica dada pela expressão

$$L = \frac{dU}{dt} = \frac{GM}{r} \cdot \frac{dm}{dt} = \frac{GM \dot{m}}{r} . \quad (2.4)$$

Igualando-se, então, as expressões (2.2) e (2.4), obtém-se:

$$L = \frac{GM \dot{m}}{r} = \eta \dot{m} c^2 \Rightarrow \eta = \frac{GM}{rc^2} \quad (2.5)$$

Pode-se considerar que a escala característica do tamanho de um buraco negro é dada pelo raio de Schwarzschild, que corresponde ao horizonte de eventos para um buraco negro sem rotação. O valor do raio de Schwarzschild é dado por

$$R_s = \frac{2GM}{c^2} . \quad (2.6)$$

Tomando-se, em seguida, o valor de r como sendo igual a cerca de $5R_S$ (já que se acredita que essa é a distância a partir do buraco negro central na qual boa parte da radiação no óptico e ultravioleta é gerada) e substituindo-se esse dado na fórmula (2.5), chega-se a

$$\eta = \frac{GM}{5R_S c^2} = \frac{GM}{5 \cdot \frac{2GM}{c^2} \cdot c^2} = 0.1 . \quad (2.7)$$

Assim, esse cálculo bastante simplificado sugere que a eficiência na qual matéria pode ser convertida em energia é de $\eta=0.1$, o que é cerca de uma ordem de magnitude maior do que a eficiência do processo de fusão do hidrogênio em hélio ($\eta=0.007$). Na verdade, o cálculo preciso do valor da eficiência do processo de acreção é bem mais complexo e depende dos detalhes de como o processo de acreção de fato ocorre, entretanto, esse valor de $\eta=0.1$ já é suficiente para mostrar como o processo de acreção pode ser eficiente na obtenção de energia a partir da acreção de matéria em um buraco negro (sendo, inclusive, mais eficiente do que a fusão de hidrogênio em hélio).

De acordo com o modelo do AGN, portanto, a energia é obtida a partir da acreção de matéria em um buraco negro central. Se o material a ser acretado não possuísse nenhum valor de momento angular, então ele simplesmente fluiria radialmente na direção do buraco negro central, entretanto, acredita-se que, em geral, esse cenário não seja muito comum. Assim, admitindo-se que esse material possua um determinado momento angular, ele deve se espiralar ao redor do buraco negro central formando um disco de acreção, através do qual o material vai sendo acretado. Numa região mais externa ao disco de acreção, o modelo do AGN prevê a existência da chamada Região das Linhas Largas (BLR – “Broad Line Region”), onde seriam formadas as componentes largas das linhas de emissão que são visíveis nos espectros dos AGNs. Finalmente, externamente à BLR, existiria a chamada Região das Linhas Estreitas (NLR – “Narrow Line Region”), onde seriam formadas as linhas estreitas visíveis nos espectros dos AGNs. Cada um dos componentes previstos pelo modelo do AGN está descrito mais detalhadamente a seguir.

2.2.1 – O disco de acreção

Conforme já foi mencionado anteriormente, o disco de acreção corresponde à estrutura formada pela matéria que, durante o processo de acreção, espirala ao redor do buraco negro central. A estrutura detalhada desse disco depende de uma grande variedade de parâmetros, como, por exemplo, a intensidade do campo magnético existente, a taxa de acreção de massa, a presença ou ausência de jatos e etc. Um dos modelos para a estrutura do disco de acreção é o Disco Padrão. Esse modelo assume que a energia de qualquer partícula a uma certa distância do buraco negro central é dissipada localmente e, também, que o meio é opticamente espesso, conseqüentemente, o disco de acreção pode se resfriar eficientemente. Num cenário como esse, ocorre a formação de um disco geometricamente fino e a emissão local pode ser aproximada como sendo a de um corpo negro. A energia potencial gravitacional de uma partícula m a uma distância r do buraco negro central pode ser dada pela equação (2.3). De acordo com o teorema de Virial,

$$2K + U = 0 , \quad (2.8)$$

onde K =energia cinética

U =energia potencial gravitacional

metade da energia potencial gravitacional da partícula é transformada em energia cinética e é utilizada para aquecer o material, e o restante é irradiado com uma taxa dada por

$$L = \frac{GM \dot{m}}{2r} . \quad (2.9)$$

Considerando-se a emissão como sendo a de um corpo negro, tem-se que

$$L = \frac{GM \dot{m}}{2r} = 2\pi r^2 \sigma T^4, \quad (2.10)$$

onde σ =constante de Stefan-Boltzman

T =temperatura superficial do disco

sendo que o fator 2 do lado direito da equação se deve ao fato de o disco possuir dois lados com área πr^2 . A partir da expressão (2.10), obtém-se que a temperatura superficial do disco de acreção pode ser dada por

$$T(r) = \left(\frac{GM \dot{m}}{4\pi\sigma r^3} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (2.11)$$

A derivação mais completa da temperatura superficial de acordo com o modelo do Disco Padrão (Shakura & Sunyaev (1973)) leva em conta como a energia é dissipada no disco pela viscosidade, e fornece o seguinte resultado:

$$T(r) = \left\{ \frac{3GM \dot{m}}{8\pi\sigma r^3} \left[1 - \left(\frac{R_{in}}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (2.12)$$

onde R_{in} =raio interno do disco de acreção

As temperaturas obtidas das expressões anteriores mostram (considerando que se trata da emissão de um corpo negro) que o máximo da emissão dos discos de acreção dos AGNs, considerando um buraco negro central de massa $10^8 M_{\odot}$ e uma taxa de acreção de Eddington (ver apêndice A), se situa por volta dos 100 eV, ou seja, na região espectral do ultravioleta extremo ou dos raios-x moles. Assim, o modelo do AGN prevê emissões de contínuo bastante fortes na região do ultravioleta e raios-x.

O modelo do Disco Padrão, entretanto, só é aplicável se o meio for opticamente espesso e puder se resfriar eficientemente. Se, por outro lado, o meio for opticamente fino e não puder se resfriar com boa eficiência, a acreção não irá tomar a forma de um disco geometricamente fino, mas sim uma configuração quase esférica, cuja dinâmica poderá ser dominada por advecção, convecção ou fluxos de material. O processo dominado por advecção, por exemplo, é chamado de ADAF, “Advection-Dominated Accretion Flow” (Narayan & Yi (1994)). Acredita-se que esses modos de acreção quase esférica ocorram em ambientes de pouca densidade e com pouco material disponível para ser acretado. Todos eles tendem a possuir uma baixa eficiência para a produção de energia e, por isso mesmo, costumam ser chamados de LRAFs, “Low-Radiative Efficiency Accretion Flows”.

2.2.2 – A região das linhas largas – BLR

A Região de Linhas Largas (“Broad Line Region” – BRL) se localiza ao redor do disco de acreção e é a área na qual, de acordo com o modelo do AGN, as componentes largas das linhas de emissão visíveis nos espectros dos AGNs são formadas. As larguras típicas dessas linhas são dadas por FWHM=5000 km/s. Um aspecto importante a ser salientado é que apenas linhas permitidas e de intercombinação são geradas nessa região, já que não são observadas linhas proibidas com as mesmas asas largas. A única explicação para esse fato é que a BLR corresponda a uma região contendo nuvens de gás com elevada densidade. Dessa forma, as linhas proibidas, que são originadas por transições a partir de níveis energéticos dos átomos com menores valores de densidade crítica, não podem ser geradas, já que a desexcitação colisional impede que tais transições ocorram. As linhas permitidas e de intercombinação, por outro lado, podem ser emitidas nessa área sem problemas, já que os níveis de energia a partir dos quais ocorrem as transições que dão origem a elas possuem valores de densidade crítica mais elevados.

As linhas proibidas [O III] λ 4363, 4959, 5007, evidentemente, não apresentam asas largas nos espectros dos AGNs, já que, conforme foi explicado acima, não podem ser originadas na BLR. Como a densidade crítica do nível 1S_0 do íon O III, que dá origem à transição correspondente à linha [O III] λ 4363, é de cerca de 10^8 cm^{-3} , conclui-se que esse é um valor adequado do limite inferior para a densidade da BLR. Por outro lado, a linha de C III] λ 1909 tem sido observada em diversos AGNs. Como a densidade crítica do nível 3P_1 do íon C III é de cerca

de 10^{10} cm^{-3} , pode-se dizer que esse é um valor aceitável do limite superior para a densidade da BLR. Um valor intermediário de 10^9 cm^{-3} , portanto, pode ser tomado como sendo representativo da densidade da BLR.

Não é possível obter informações diretas da temperatura da BLR, pois as linhas permitidas de H I, He I e He II, que são bastante emitidas nessa região, não são úteis para se fazer estimativas de temperatura. Entretanto, a presença abundante de linhas largas de Fe II nos espectros de AGNs indica que a temperatura da BLR deve ser inferior a 35000 K, pois, para temperaturas maiores do que essa, os íons de Fe II estariam totalmente ionizados na forma de Fe III. Assim, pode-se concluir que $T=10^4 \text{ K}$ corresponde a uma estimativa razoável para a temperatura da BLR.

A dispersão de velocidades de um gás na linha de visada, devida ao movimento térmico, pode ser estimada pela expressão

$$v \approx \left(\frac{kT}{m_p} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.13)$$

onde m_p =massa do próton

k =constante de Boltzman

assim, se as larguras das linhas originadas na BLR fossem devidas, apenas, a movimentos térmicos, a temperatura do gás (estimada pela expressão (2.13)) deveria ser superior a 10^9 K , o que, obviamente, não está de acordo com a estimativa de temperatura feita anteriormente. Por outro lado, uma hipótese bem mais razoável é que essas linhas são alargadas devido a deslocamentos Doppler diferenciais gerados pelos movimentos individuais das nuvens.

Variações no contínuo ionizante gerado pelos discos de acreção dos AGNs são bastante freqüentes e, conforme o esperado, são sentidas pela BLR. Assim, monitorando-se essas variações e o intervalo de tempo decorrido até que as linhas originadas na BLR manifestem alguma “resposta” em relação a essa variação, pode-se obter informações sobre o tamanho e a estrutura dessa região. Estudos sobre esse assunto têm sido bastante realizados nos últimos anos e um resultado obtido, por exemplo, é que linhas de emissão diferentes respondem às variações no contínuo ionizante em intervalos de tempo diferentes. Em geral, o que se nota é que as linhas de

mais elevada ionização (como, por exemplo, He II $\lambda 1640$, N V $\lambda 1240$ e C IV $\lambda 1549$) respondem às variações no contínuo mais rapidamente do que as linhas de mais baixa ionização (como as linhas de Balmer, por exemplo). Isso indica claramente que a BLR deve possuir uma estrutura estratificada. Outro resultado importante obtido com esses estudos revela que a BLR possui um tamanho bastante reduzido, apresentando, geralmente, um diâmetro de cerca de 0.1 pc.

Pode-se notar, também, que algumas das linhas emitidas na BLR são simétricas, outras possuem uma asa vermelha (maiores comprimentos de onda) mais pronunciada e outras ainda apresentam uma asa azul (menores comprimentos de onda) mais acentuada. Assim, pode-se dizer que não há uma assimetria ou simetria comum entre essas linhas de emissão. Com base nisso, um campo de velocidades mais provável para as nuvens da BLR é o de uma rotação ao redor do buraco negro central. Com isso, as assimetrias nos perfis de algumas linhas seriam devidas a desvios na simetria na própria BLR, como, por exemplo, na distribuição da poeira ou do gás. Um ponto importante a ser mencionado, entretanto, é que a velocidade radial média de linhas de baixa ionização como Mg II $\lambda 2798$ não é a mesma que a de linhas de mais alta ionização, como C IV $\lambda 1549$, o que não está de acordo com um modelo de nuvens em rotação ao redor do buraco negro central. Além disso, as asas vermelhas dessas linhas de mais alta ionização, em geral, costumam estar suprimidas em relação às asas vermelhas das linhas de mais baixa ionização. A explicação mais simples para esse fato é que exista, além de um movimento rotacional ao redor do buraco negro central, um movimento de expansão radial do gás mais altamente ionizado (que deve estar localizado mais próximo da fonte ionizante, onde o fluxo de fótons ionizantes é maior). Nesse caso, considerando-se a existência de poeira em meio ao gás ionizado, a emissão vinda das nuvens que estão se afastando do observador (e que, conseqüentemente, dá origem às asas vermelhas das linhas) são mais afetadas pela extinção interestelar da poeira do que a emissão vinda das nuvens que estão se aproximando do observador, o que faz com que as asas vermelhas dessas linhas fiquem suprimidas em relação às asas azuis. Esse movimento de expansão radial do material mais altamente ionizado pode ser originado devido ao fato de as regiões mais internas da BLR (onde as nuvens estão mais altamente ionizadas) receberem campos de radiação mais intensos, podendo ser aceleradas radialmente para fora.

2.2.3 – A região das linhas estreitas – NLR

A Região de Linhas Estreitas (“Narrow-Line Region” – NLR) se localiza ao redor da BLR e é a área na qual as linhas de emissão estreitas (incluindo as linhas proibidas) visíveis nos espectros dos AGNs são formadas. As larguras típicas dessas linhas são tais que $200\text{km/s} \leq FWHM \leq 900\text{km/s}$, sendo que, na maioria dos casos, $FWHM=350 - 400 \text{ km/s}$. Como as linhas proibidas visíveis nos espectros somente são produzidas nessa região (já que jamais apresentam asas largas), pode-se concluir que se trata de uma área na qual as densidades são inferiores às da BLR, assim, os níveis de energia dos átomos a partir dos quais ocorrem as transições que dão origem às linhas proibidas não sofrem de maneira considerável o processo de desexcitação colisional.

Razões de linhas como $[\text{O III}] (\lambda 4959 + \lambda 5007) / [\text{O III}] \lambda 4363$ e $[\text{N II}] (\lambda 6548 + \lambda 6583) / [\text{N II}] \lambda 5755$ (que são bastante sensíveis à temperatura do gás) revelam que a temperatura da NLR nos AGNs deve ser próxima a 10^4 K .

A razão das linhas $[\text{O II}] \lambda 3726; 3729$ é frequentemente usada para se estimar as densidades de regiões H II e nebulosas planetárias, entretanto, ela não pode ser utilizada em AGNs, pois, nesse caso, as larguras dessas linhas, em geral, são comparáveis ou superiores à separação existente entre elas (que é de cerca de 2,8 Å). A razão $[\text{S II}] \lambda 6716; 6731$, entretanto, revela densidades com valores entre 10^2 cm^{-3} e 10^4 cm^{-3} para a NLR dos AGNs, assim, um valor intermediário razoável para a densidade é 10^3 cm^{-3} .

Ao contrário da BLR, a NLR pode, geralmente, ser espacialmente resolvida com telescópios. As observações têm mostrado que essa região é bem mais extensa do que a BLR, se estendendo até um diâmetro de cerca de 10^2 pc . Imageamentos da NLR (feitos, por exemplo, através de filtros de banda estreita centrados em linhas de emissão) mostram que, em geral, a morfologia dessa área tende a ser mais assimétrica do que simétrica. O eixo da NLR costuma coincidir com o eixo da região emissora de rádio (nos objetos onde emissão em rádio estendida foi detectada), o que parece indicar alguma conexão entre essa duas áreas. Em algumas fontes, a região emissora de rádio mostra evidências da existência de ondas de choque, sobretudo na região divisória entre o plasma emissor de rádio e o meio interestelar da galáxia. Isso parece indicar que o plasma emissor de rádio que está fluindo radialmente para fora cria ondas de choque ao colidir com o ambiente da NLR. Sabe-se que pode haver forte emissão de radiação

ionizante a partir de região pós-choque de uma onda de choque (onde as temperaturas costumam ser bastante elevadas) e, além disso, em um cenário como esse, excitação colisional e até mesmo ionização colisional podem ter um papel relevante. Assim, pode-se concluir que, na NLR de alguns objetos, outros processos além da radiação ionizante emitida pelo disco de acreção podem ter um papel relevante.

Os perfis das linhas de emissão emitidas na NLR costumam apresentar uma assimetria em comum: as suas asas tendem a se estender mais para o azul do que para o vermelho. Isso é um indício de que o campo de velocidades dessa região deve apresentar um fluxo radial de material para fora. Com isso, se houver poeira em meio ao gás presente, o cenário resultante será o mesmo que aquele utilizado para explicar o fato de as asas azuis das linhas de mais alta ionização da BLR (como C IV $\lambda 1549$) serem mais intensas do que as asas vermelhas: a emissão vinda do material que está se afastando do observador sofre uma extinção maior do que a emissão vinda do material que está se aproximando do observador, o que faz com que as asas azuis das linhas fiquem mais intensas do que as asas vermelhas.

Estruturas frequentemente vistas nos AGNs são os cones de ionização, que possuem uma forma de cunha, e correspondem a regiões onde pode ser detectada emissão vinda de espécies de mais elevada ionização. A razão [O III] $\lambda 5007/H\alpha$, por exemplo, apresenta valores mais elevados dentro desses cones do que em regiões próximas. Em geral, a região contendo esses cones de ionização é chamada de Região de Linhas Estreitas Estendida (“Extended Narrow-Line Region” – ENLR), que se diferencia da NLR clássica pelo fato de possuir menor brilho superficial, estar mais afastada do núcleo e, em geral, apresentar menores graus de ionização. Os cones de ionização mostram que a emissão de radiação é anisotrópica ou que, pelo menos, ela se torna anisotrópica a distâncias de kiloparsecs da fonte de radiação central. De fato, não é possível saber, com certeza, se a radiação já é emitida (na região do disco de acreção) de maneira anisotrópica ou se essa anisotropia é introduzida em escalas menores do que a NLR por um possível toro de poeira, por exemplo (que pode existir nesses tipos de objetos, conforme estudos atuais têm mostrado).

2.2.4 – O modelo do AGN no contexto dos LINERs

Embora inicialmente tenha se suposto que o espectro de baixa ionização dos LINERs fosse devido a ondas de choque (Heckman (1980)), trabalhos como o de Halpern & Steiner (1983) e de Ferland & Netzer (1983) mostraram que as características espectrais desses objetos também poderiam ser geradas por fotoionização a partir de AGNs, com parâmetros de ionização até uma ordem de grandeza menores do aqueles geralmente apresentados pelas galáxias Seyfert. É importante lembrar que o parâmetro de ionização, que é uma grandeza definida como sendo a razão entre a densidade de fótons ionizantes e a densidade de átomos de hidrogênio, pode ser dado por:

$$U = \frac{1}{4\pi r^2 c n_H} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu \quad (2.14)$$

onde L_ν = luminosidade da fonte em uma determinada frequência ν

h = constante de Planck

n_H = densidade numérica de átomos de hidrogênio

A aparente continuidade entre LINERs e Seyferts em diagramas de diagnóstico (Baldwin et al. (1981)) parece indicar, de fato, que essas duas classes de objetos apresentam o mesmo tipo de fenômeno físico, ou seja, AGNs.

Um dos problemas inicialmente encontrados para a aplicação do modelo do AGN nos LINERs foram as altas temperaturas eletrônicas derivadas a partir de linhas [O III] ($\lambda 4959 + \lambda 5007$)/[O III] $\lambda 4363$, o que não era previsto pelo modelo do AGN. Entretanto, estudos de razões de linhas como [S II] $\lambda 6716; 6731$ mostraram a existência de uma grande faixa de densidades nesses objetos, o que, por sua vez, revelou a presença de regiões com maiores densidades do que o esperado. Nessas regiões, a desexcitação colisional diminuiu os valores deduzidos das temperaturas eletrônicas, o que tornou o modelo do AGN mais compatível com o cenário observado.

Existem outras características observacionais que favorecem a aplicação do modelo do AGN em muitos LINERs. Um exemplo disso é a linha de $H\alpha$ larga, que foi detectada em 24 %

dos LINERs e 4 % dos objetos de transição, e que é um indicativo da presença da BLR. A detecção de um contínuo não estelar em muitos LINERs também é um fator que favorece o modelo do AGN; 25 % dos LINERs têm uma fonte ultravioleta compacta e muitos também foram identificados como sendo fontes emissoras de rádio e de raios-x. Finalmente, o fato de muitos desses objetos apresentarem emissão larga em $H\alpha$ com duplo pico também é um fator favorável ao modelo do AGN, já que se acredita que essa característica espectral seja devida a discos de acreção alargados relativisticamente.

Uma das diferenças entre os modelos de Halpern & Steiner (1983) e Ferland & Netzer (1983) é que os últimos supõem que os LINERs são produzidos por nuvens de baixo parâmetro de ionização ($\log U < -3$) ao passo que os primeiros supõem que as condições nebulares necessárias podem ser obtidas também com um maior fator de cobertura (pode-se dizer que Halpern & Steiner (1983) mostram que o efeito de maiores fatores de cobertura é similar ao efeito de baixos parâmetros de ionização e ambos são capazes de originar os espectros observados nos LINERs). Nessa situação, os fótons ionizantes do ultravioleta são suprimidos, diminuindo a emissão de $H\alpha$ e das linhas de alta ionização sem necessariamente diminuir a intensidade das linhas de baixa ionização. Uma modelagem mais detalhada poderia discriminar entre esses dois modelos, o que ainda não foi feito.

2.2.5 – O modelo Unificado no contexto dos LINERs

A idéia básica do modelo Unificado para AGNs consiste na hipótese de que a aparência e as características observacionais apresentadas por um AGN dependem fortemente da posição a partir da qual ele é visto.

No caso dos LINERs que contêm AGNs, esse modelo pode, muitas vezes, ser utilizado para explicar a existência de LINERs tipo 1 e tipo 2. Fundamentalmente, o modelo assume que ao redor da BLR do AGN existe um toro de poeira capaz de obscurecer boa parte da emissão proveniente de regiões internas a ele. Dessa forma, se o AGN existente em um LINER for observado a partir de um ângulo tal que o toro de poeira esteja na posição “edge on”, a emissão proveniente da BLR praticamente não será visível e o espectro observado conterá, apenas, linhas de emissão estreitas (já que as nuvens emissoras das linhas estreitas, em geral, estão localizadas em regiões externas ao toro de poeira). Por outro lado, se o AGN for observado a partir de um

ângulo tal que o toro de poeira esteja na posição “face on”, a emissão proveniente da BLR poderá ser detectada e o espectro observado irá conter linhas de emissão largas. Em outras palavras, pode-se dizer que, de acordo com o modelo Unificado, os LINERs 1 correspondem a objetos observados em um ângulo tal que o toro de poeira existente esteja na posição “face on”, ao passo que os LINERs 2 correspondem a objetos observados em um ângulo tal que o toro de poeira esteja na posição “edge on”.

A figura a seguir, obtida de Peterson (1997), mostra o cenário assumido pelo modelo Unificado para explicar a existência de LINERs tipo 1 e tipo 2.

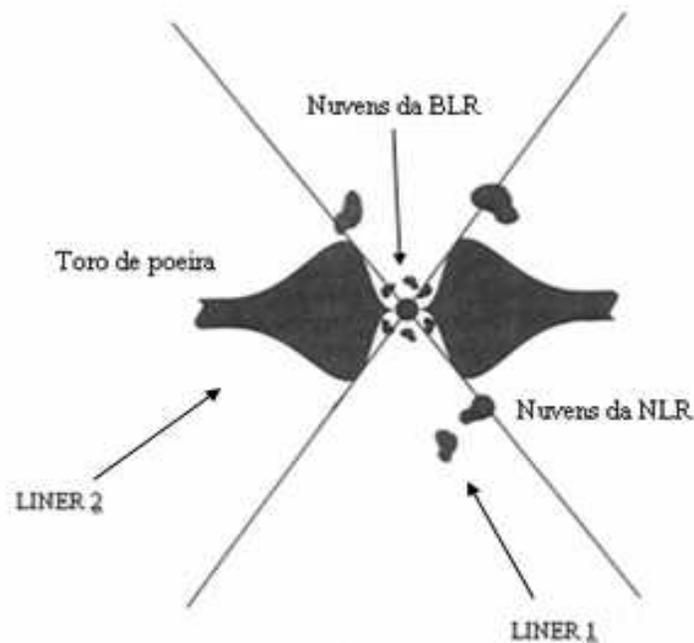


Figura 2.1: Cenário assumido pelo modelo Unificado para explicar a existência de LINERs1 e LINERs 2.

Embora o modelo Unificado pareça ser aplicável em boa parte dos LINERs, é importante mencionar que muitos deles, provavelmente, não possuem nenhuma ligação com esse modelo, já que podem nem sequer conter AGNs em seu interior.

2.3 – Modelo de ondas de choque

Quando os LINERs foram identificados como uma classe de objetos (Heckman (1980)), seus espectros de baixa ionização foram logo tomados como sendo gerados por ondas de choque. Atualmente, vários outros modelos foram propostos para explicar as características espectrais desses objetos, entretanto, ainda há evidências de que o modelo de ondas de choque seja aplicável a vários deles.

Uma onda de choque pode ser definida como uma região, na qual material gasoso está se expandindo no espaço, que apresenta uma descontinuidade na densidade do meio, na velocidade do gás e na pressão. O tratamento matemático das ondas de choque envolve as chamadas condições de Rankine-Hugoniot. Adotando-se os índices 0 e 1 para os parâmetros à frente e atrás do choque, respectivamente, e considerando-se um choque estacionário (no qual os parâmetros não variam com o tempo, mas sim com a posição no espaço), as condições de Rankine-Hugoniot podem ser dadas pelas três equações a seguir (Osterbrock & Ferland (2006)):

$$P_0 + \rho_0 u_0^2 = P_1 + \rho_1 u_1^2 \quad (2.15)$$

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1 \quad (2.16)$$

$$\frac{1}{2} u_0^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{P_0}{\rho_0} = \frac{1}{2} u_1^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{P_1}{\rho_1} \quad (2.17)$$

onde P = pressão do gás

ρ = densidade de massa

u = velocidade do gás

γ = razão dos calores específicos a pressão e a volume constante

As equações (2.15), (2.16) e (2.17) acima representam a conservação do momento, da massa e da energia, respectivamente (a demonstração de todas elas encontra-se no apêndice B). Vale mencionar, entretanto, que elas somente são válidas na ausência de um campo magnético.

Essas equações, que relacionam as condições à frente do choque (P_0 , ρ_0 e u_0) com as condições atrás do choque (P_1 , ρ_1 e u_1), podem ser resolvidas de modo a fornecer três quaisquer desses parâmetros em função dos outros três.

Sabe-se que o número de Mach pode ser dado pela expressão

$$M = \frac{|u_0|}{c_0}, \quad (2.18)$$

onde c_0 , que corresponde à velocidade do som local, pode ser dado por

$$c_0 = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}}. \quad (2.19)$$

A partir da fórmula (2.18), pode-se notar que, para um choque fraco, no qual a velocidade de propagação da frente de choque é apenas ligeiramente superior à velocidade do som local, tem-se que $M \rightarrow 1$ e, para um choque forte, no qual a velocidade de propagação da frente de choque é muito superior à velocidade do som local, tem-se que $M \rightarrow \infty$.

A partir das expressões (2.15), (2.16), (2.17), (2.18) e (2.19), pode-se chegar a

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \quad (2.20)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma+1)M^2}{(\gamma-1)M^2 + 2} \quad (2.21)$$

o que mostra que, para um choque fraco ($M \rightarrow 1$), $P_1/P_0 \rightarrow 1$ e $\rho_1/\rho_0 \rightarrow 1$, ou seja, as discontinuidades introduzidas por um choque fraco não são muito grandes, de modo que as condições atrás e à frente do choque são praticamente as mesmas. Em um choque forte ($M \rightarrow \infty$), por outro lado, as expressões anteriores mostram que $P_1/P_0 \rightarrow \infty$ e $\rho_1/\rho_0 \rightarrow (\gamma+1)/(\gamma-1) \rightarrow 4$ para $\gamma=5/3$, que é o caso de um choque adiabático (sem trocas de energia com o meio) com um gás

monoatômico, ou $\rho_1/\rho_0 \rightarrow \infty$ para $\gamma \rightarrow 1$, que é o caso de um choque isotérmico (sem variação de temperatura).

Estudos têm mostrado que as temperaturas em regiões nas quais ocorrem ondas de choque são fixadas, principalmente, pelos processos radiativos existentes e não pelas condições hidrodinâmicas. As frentes de choques, em primeira aproximação, poderiam ser consideradas isotérmicas, entretanto, o que acontece na realidade é que a região logo atrás da onda de choque apresenta uma temperatura bastante elevada e emite uma grande quantidade de radiação (sobretudo no ultravioleta). Essa grande emissão faz com que a temperatura baixe rapidamente de modo que o gás volta a apresentar (em uma região relativamente próxima da frente de choque) uma temperatura de equilíbrio (a mesma da região à frente do choque).

No modelo de ondas de choque, a emissão ultravioleta vinda da região logo atrás da frente de choque (que apresenta uma elevada temperatura, conforme foi mencionado acima) provoca uma grande fotoionização do gás ao redor, inclusive do gás à frente do choque. Além disso, a excitação colisional e até mesmo a ionização colisional têm um papel relevante e contribuem para dar origem às linhas de emissão visíveis nos espectros dos objetos que apresentam esse fenômeno físico.

No caso da existência de um campo magnético no ambiente em que ocorre o choque, as condições de Rankine-Hugoniot não são dadas por (2.15), (2.16) e (2.17), mas sim por (Dopita et al (1996)):

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1 \quad (2.22)$$

$$\rho_0 u_0^2 + P_0 + \frac{B_0^2}{8\pi} = \rho_1 u_1^2 + P_1 + \frac{B_1^2}{8\pi} \quad (2.23)$$

$$\frac{B_0}{\rho_0} = \frac{B_1}{\rho_1} \quad (2.24)$$

$$\frac{u_0^2}{2} + \frac{1}{(1-\gamma)} \cdot \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{B_0^2}{4\pi} = \frac{u_1^2}{2} + \frac{1}{(1-\gamma)} \cdot \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{B_1^2}{4\pi} + \bar{\Lambda}(t_1 - t_0) \quad (2.25)$$

onde B = campo magnético

$\bar{\Lambda}$ = taxa média de resfriamento

As equações anteriores conectam dois pontos quaisquer nas regiões anterior e posterior do choque nos instantes t_1 e t_0 .

2.3.1 – O modelo de ondas de choque no contexto dos LINERs

O modelo de ondas de choque foi o primeiro a ser utilizado para tentar explicar o espectro de baixa ionização apresentado pelos LINERs. Essa suposição inicial foi devida, principalmente, às altas temperaturas eletrônicas deduzidas a partir da razão de linhas [O III] ($\lambda 4959 + \lambda 5007$)/[O III] $\lambda 4363$, o que é característico de regiões apresentando ondas de choque, como, por exemplo, remanescentes de supernovas. Heckman (1980) mostrou que as características espectrais de muitos LINERs podem ser reproduzidas com modelos envolvendo ondas de choque.

Vários trabalhos posteriores também foram bem sucedidos na reprodução de espectros de LINERs com modelos utilizando ondas de choque. Em geral, tais modelos costumam envolver choques com velocidades entre 200 km/s e 500 km/s (Dopita & Sutherland (1995) ; Dopita & Sutherland (1996); Allen et al (2008)).

Apesar das características espectrais de muitos LINERs serem bem reproduzidas por modelos de ondas de choque, estes possuem alguns problemas, como, por exemplo, o fato de muitos LINERs apresentarem linhas de emissão com valores de FWHM (entre 100 km/s e 200 km/s) muito pequenos para serem compatíveis com modelos envolvendo choques relevantes. A presença de uma estrutura puntual ionizante identificada em muitos desses objetos também não pode ser explicada por esse modelo. Além disso, alguns LINERs simplesmente apresentam razões de linhas de emissão incompatíveis com os valores previstos por esses modelos.

Assim, pode-se dizer que, embora os espectros de muitos LINERs serem compatíveis com modelos de aquecimento por ondas de choque, vários desses objetos não podem ser explicados por tais modelos.

2.4 – Modelos de fotoionização a partir de estrelas “jovens”

Em geral, costuma-se considerar que a fotoionização devida a estrelas “jovens” (com idades, em geral, iguais a alguns milhões de anos) próximas ao núcleo de uma galáxia (possivelmente geradas em um “starburst” recente) dá origem a um espectro típico de regiões H II. Entretanto, trabalhos recentes têm mostrado que a fotoionização causada por estrelas Wolf-Rayet ou mesmo por estrelas O da Sequência Principal (em condições específicas) pode originar espectros típicos de LINERs. Dois dos principais modelos referentes a espectros de LINERs originados pela fotoionização a partir de estrelas “jovens” encontram-se a seguir.

2.4.1 – Fotoionização a partir de estrelas Wolf-Rayet – “Warmers”

Sabe-se que a taxa de perda de massa é o parâmetro dominante na evolução das estrelas massivas. Quando essa taxa é pequena, a evolução da estrela costuma ser da seguinte maneira: enquanto está queimando hidrogênio (e transformando-o em hélio) em seu núcleo, a estrela permanece na Sequência Principal. Quando essa queima termina, a estrela deixa a Sequência Principal (passando a queimar hélio em seu núcleo), sem grande variação de luminosidade, mas com diminuição de sua temperatura efetiva. Ela se torna uma gigante vermelha e, no fim, acaba como uma supernova.

Se a taxa de perda de massa for grande, por outro lado, a evolução da estrela massiva ocorre de maneira bastante diferente. Na fase de queima do hidrogênio no núcleo (Sequência Principal), não há grandes diferenças em relação ao caso em que a taxa de perda de massa é pequena. Na fase de queima do hélio no núcleo, entretanto, a situação muda bastante: nesse estágio, as estrelas mais massivas do que $60 M_{\odot}$ reverterem a sua evolução e, ao invés de se tornarem gigantes vermelhas, evoluem aumentando a sua temperatura efetiva, com pouca

variação da luminosidade bolométrica. As estrelas Wolf-Rayet encontram-se exatamente nessa fase. De fato, nesses estágios finais de evolução, elas se tornam, basicamente, núcleos de hélio e carbono e são vistas como estrelas Wolf-Rayet de carbono de subtipos WC4 e WC5 ou estrelas Wolf-Rayet de oxigênio de subtipos WO4 e WO1.

As temperaturas das estrelas Wolf-Rayet podem chegar a até 200000 K. Esse valor, entretanto, é difícil de ser estimado, devido à falta de modelos de atmosferas estelares adequados. A presença de linhas de alta ionização (como O VI e C IV no espectro óptico e ultravioleta), por outro lado, parece indicar que as temperaturas dessas estrelas atingem valores desde 100000 K (estrelas de subtipo WC5) até mais do que 150000 K (estrelas de subtipo WO).

Terlevich & Melnick (1985) chamam essas estrelas de “Warmers” e propõem que a fotoionização gerada por elas pode dar origem a espectros característicos de galáxias Seyfert 2 e LINERs. Nesse trabalho, são simulados os espectros gerados pela fotoionização a partir de aglomerados estelares com idades entre $2.5 \cdot 10^6$ anos e $7.0 \cdot 10^6$ anos. Ao final pôde-se verificar que os modelos de fotoionização a partir aglomerados estelares com idades inferiores a $2.5 \cdot 10^6$ anos dão origem a espectros compatíveis com aqueles observados em galáxias “Starburst”. Após $3 \cdot 10^6$ anos ocorre uma divisão: os modelos representativos de grandes surtos de formação estelar ($\log U = -2.7$) dão origem a espectros característicos de galáxias Seyfert 2 e os modelos correspondentes a pequenos surtos de formação estelar ($\log U = -3.7$) originam espectros próprios dos LINERs. A mudança observada a partir de $3 \cdot 10^6$ anos se deve ao fato de que é nesse período que surgem os “Warmers”. No caso dos grandes surtos de formação estelar, após $3.5 \cdot 10^6$ anos as estrelas Wolf-Rayet começam a evoluir para fora da sequência de queima do hélio e terminam explodindo como supernovas, assim, os “Warmers” começam a diminuir de número, restando, apenas, as estrelas menos luminosas e menos massivas. Desse modo, o parâmetro de ionização diminui progressivamente e o espectro resultante, por fim, passa a ser o de um LINER. No caso de um pequeno surto de formação estelar, o espectro resultante da fotoionização nunca deixa de ser o de um LINER.

O trabalho de Terlevich & Melnick revelou que os modelos envolvendo a fotoionização a partir dos “Warmers” pode ser tão bom quanto os modelos de fotoionização a partir de AGNs para explicar as características espectrais de vários LINERs. Entretanto, existem alguns problemas referentes a esse modelo, como, por exemplo, o fato de os espectros de muitos objetos obtidos com o telescópio espacial Hubble (HST – “Hubble Space Telescope”) não revelarem a

presença de estrelas Wolf-Rayet. Além disso, observações similares a essa também têm mostrado que as populações nucleares de muitas galáxias são predominantemente velhas. Assim, pode-se dizer que, embora o modelo dos “Warmers” seja capaz de explicar as características espectrais de vários LINERs, muitos deles não são compatíveis com esse modelo.

2.4.2 – Fotoionização a partir de estrelas de tipo O

De acordo com esse modelo, as características espectrais dos LINERs podem ser obtidas a partir da fotoionização gerada por estrelas de tipo O da Sequência Principal. Em geral, a fotoionização causada por tais estrelas dá origem a regiões H II, assim, se os espectros dos LINERs também são gerados por estrelas O, então deve haver diferenças nas condições físicas dos ambientes desses dois tipos de objetos. Em particular, sabe-se que o parâmetro de ionização dos LINERs (que costuma assumir valores entre 10^{-3} e 10^{-4} , de acordo com Ferland & Netzer (1983)) chega a ser até uma ordem de grandeza menor do que o de regiões H II típicas (que, em geral, assume valores entre 10^{-2} e $10^{-2.5}$). Observando-se a expressão (2.14), pode-se notar que variações na densidade podem dar origem a essa diferença nos valores do parâmetro de ionização.

As densidades médias estimadas dos LINERs, de acordo com a razão de linhas [S II] $\lambda 6716;6731$, são da ordem de 10^3 cm^{-3} . Entretanto, estudos recentes têm mostrado que esses objetos podem apresentar regiões com densidade em excesso. Essas regiões mais densas podem acarretar em baixos valores do parâmetro de ionização, o que, por sua vez, pode dar origem às características espectrais observadas dos LINERs.

Shields (1992) tenta reproduzir os espectros de baixa ionização dos LINERs utilizando modelos com campo de radiação fixo (gerado por estrelas de tipo O) e com nuvens de densidade variável. Os resultados desse trabalho mostram que as características espectrais dos LINERs podem, de fato, ser bem reproduzidas pela fotoionização a partir de estrelas de tipo O, desde que os valores do parâmetro de ionização sejam pequenos ($-3.5 \geq \log U \geq -4.0$). Esses baixos valores de U são obtidos, exatamente, com nuvens apresentando densidades mais elevadas.

O trabalho de Shields (1992) revela, ainda, que estrelas bem quentes (com temperaturas iguais ou superiores a 50000 K) são necessárias para gerar as características espectrais dos LINERs. Os espectros obtidos com estrelas com temperaturas iguais a 40000 K são, apenas,

razoavelmente compatíveis com os dos LINERs, ao passo que os resultados obtidos com estrelas mais frias do que isso são incompatíveis.

Acredita-se que as elevadas pressões do gás geradas pelos grandes bojos das galáxias “early type” (nas quais os LINERs são mais frequentemente vistos) poderiam dar origem a altas densidades na região nuclear desses objetos, fazendo com que regiões de formação estelar apareçam como LINERs. Nas galáxias “late type”, por outro lado, os menores bojos não seriam capazes de gerar pressões tão grandes, logo, regiões de formação estelar próximas ao núcleo desses objetos tenderiam a aparecer como regiões HII.

A existência de LINERs com emissão estendida é bastante compatível com esse modelo, já que regiões de formação estelar não precisariam estar localizadas exatamente no núcleo das galáxias. Entretanto, o fato de muitas observações terem revelado a presença de populações estelares velhas nas regiões próximas ao núcleo de galáxias faz com que esse modelo não possa ser aplicado a muitos objetos classificados como LINERs.

2.5 – Modelos de fotoionização a partir de estrelas “velhas”

Muitas observações recentes têm revelado a presença de populações estelares predominantemente “velhas” em LINERs e galáxias Seyfert. Isso, juntamente com o fato de muitos LINERs apresentarem emissão estendida, pode levar naturalmente à idéia de que, pelo menos, alguns desses objetos sejam movidos pela fotoionização gerada a partir de estrelas “velhas”. Dois modelos sobre essa hipótese são discutidos a seguir.

2.5.1 – Fotoionização a partir de núcleos de nebulosas planetárias

A evolução de um aglomerado estelar pode ser resumida da seguinte maneira: na fase inicial ($0 \leq t \leq 10^7$ anos) acredita-se que o “starburst” possa estar ocorrendo (já que $\tau_{SB} = 10^7$ anos é uma estimativa de tempo razoável para a duração de um “starburst”). Nesse período as principais fontes de ionização são as estrelas mais massivas (inclusive Wolf-Rayet) e o efeito dinâmico gerado pelas explosões de supernovas é pequeno. Na fase seguinte

(10^7 anos $\leq t \leq 2 \cdot 10^7$ anos) a fonte de ionização começa a mudar das estrelas de tipo O para as de tipo B e ainda há a participação das estrelas Wolf-Rayet na fotoionização gerada nesse período. Em seguida ($2 \cdot 10^7$ anos $\leq t \leq 10^8$ anos), explosões contínuas de supernovas tendem a gerar superventos, logo, espera-se que aquecimento por ondas de choque possa ocorrer nesse período. Na fase seguinte ($t \approx (1-5) \cdot 10^8$ anos), as estrelas de massa intermediária (igual a várias vezes a massa solar) começam a sair da Sequência Principal e ir para o Ramo Assintótico das Gigantes (“Assynptotic Giant Branch”- AGB). Depois da fase AGB, cada uma delas perde seu envelope gasoso, restando, apenas, um núcleo estelar quente, que ioniza o gás ao redor, dando origem a uma nebulosa planetária. Como esse núcleo é bastante quente (10^5 K), ele representa uma fonte de ionização importante nesse período, podendo, inclusive, ser capaz de originar as características espectrais dos LINERs.

Taniguchi et al (2000) investigam a possibilidade de os espectros de baixa ionização dos LINERs serem gerados pela fotoionização a partir de núcleos de nebulosas planetárias. Nesse trabalho, eles utilizam modelos de aglomerados estelares originados em “starbursts” de duração igual a 10^7 anos para simular a fotoionização gerada por estrelas pós-AGB. Ao final, eles concluem que as linhas de emissão resultantes da fotoionização gerada por aglomerados com idade $t \approx (1-5) \cdot 10^8$ anos são consistentes com as observadas nos LINERs. Na verdade, os resultados são até mais consistentes do que aqueles obtidos com o modelo de fotoionização gerada por estrelas O, que foi descrito anteriormente.

O tempo de vida de um LINER gerado por esse mecanismo físico é de cerca de $5 \cdot 10^8$ anos. Considerando que o tempo de vida efetivo de um “starburst” seja de $2 \cdot 10^7$ anos, então a razão esperada entre o número de galáxias com “starburst” nuclear e o número de LINERs pós-AGB é de $(2 \cdot 10^7)/(5 \cdot 10^8) = 1/25$. Como o número de galáxias com “starbursts” nucleares detectadas representa cerca de 1 % do total de galáxias próximas, o número correspondente de LINERs pós-AGB deveria representar 25 % desse total, o que é consistente com as observações.

Esse modelo, entretanto, apresenta uma série de limitações, como, por exemplo, o fato de ele não poder ser aplicado a núcleos de galáxias elípticas e à maioria dos núcleos das S0. Ele também não pode ser aplicado a LINERs com evidência direta de um AGN (como a presença de linhas de emissão largas, jatos em rádio ou emissão de raios-x duros) ou com evidência de “starburst” nuclear em andamento, já que, nesse caso, a fotoionização seria dominada pela emissão das estrelas mais massivas. Outra limitação desse modelo é que ele é preferentemente

utilizado em LINERs de baixa luminosidade (já que a luminosidade da linha H α em LINERs pós-AGB tende a ser até 4 ordens de grandeza inferior do que na época da ocorrência do “starburst”).

Assim como no caso dos modelos de fotoionização por estrelas “jovens”, esse modelo é compatível com o fato de muitos LINERs apresentarem emissão estendida, já que as estrelas do “starburst” inicial podem estar distribuídas nos 100 pc centrais da galáxia.

2.5.2 – Fotoionização a partir de estrelas pós-AGB com idade superior a 10^9 anos

No passado, já se pensou que as galáxias elípticas eram desprovidas de gás. Hoje, entretanto, várias evidências de gás já foram encontradas, inclusive linhas de emissão que podem compor espectros característicos de LINERs, que ocorrem com grande frequência em galáxias elípticas. A emissão térmica infravermelha da poeira dessas galáxias revelou a presença de gás frio (com massa total entre $10^6 M_{\odot}$ e $10^9 M_{\odot}$), ao passo que a emissão de raios-x revelou a presença de gás quente (com massa total entre $10^7 M_{\odot}$ e $10^{11} M_{\odot}$). A existência de gás morno (com massa total entre $10^3 M_{\odot}$ e $10^4 M_{\odot}$) também já foi constatada em galáxias elípticas através de medições de razões de linhas de emissão. Todo esse gás poderia ter uma origem externa à galáxia (devido à acreção de material de uma galáxia próxima) ou interna à mesma (devido à perda de massa estelar).

Binette et al. (1994) investigam a possibilidade de as linhas de emissão detectadas em várias galáxias elípticas (inclusive em LINERs) serem originadas pela fotoionização a partir das populações de estrelas “velhas” existentes nessas galáxias. Nesse trabalho, são utilizados modelos de aglomerados estelares, formados instantaneamente em um surto de formação estelar, para tentar reproduzir as características espectrais detectadas em galáxias elípticas. As idades consideradas para esses aglomerados são sempre superiores a 10^9 anos, de maneira que apenas as populações estelares pós-AGB são levadas em conta na fotoionização. Uma grande diferença entre o modelo apresentado nesse trabalho e aquele proposto por Taniguchi et al. (2000) é a idade considerada da população estelar; no caso aqui tratado, as idades mais avançadas dos aglomerados estelares implicam que a absorção por parte das nebulosas planetárias é bem menor (a maior parte delas já se dissipou). O trabalho de Binette et al. (1994) revela que as

luminosidades e as larguras equivalentes da linha $H\alpha$ obtidas com esse modelo são compatíveis com os valores observados em galáxias elípticas (inclusive LINERs). Analogamente, os valores calculados das razões de linhas de emissão também são compatíveis com as observações.

Evidentemente, esse modelo não pode ser aplicado a núcleos galácticos com “starbursts” em andamento, pois a emissão de estrelas massivas de tipos O e B se sobreporia facilmente àquela das estrelas pós-AGB. Entretanto, a grande vantagem desse modelo é que ele é compatível com as populações estelares “velhas”, que têm sido detectadas na região nuclear de muitas galáxias próximas.

O trabalho de Binette et al. (1994) se aplica a galáxias elípticas em geral e não exclusivamente a LINERs. Entretanto, os resultados obtidos indicam que, pelo menos, parte da emissão desses LINERs pode ser devida à fotoionização a partir de estrelas “velhas”.

3 – Metodologias de trabalho

3.1 – Introdução

O trabalho com os dados dos LINERs NGC 4736 (M94), NGC 404 e NGC 4579 (M58), obtidos com o IFU (“Integral Field Unity”) do GMOS (“Gemini Multi-Object Spectrograph”) do telescópio Gemini Norte envolveu a utilização de uma série de metodologias diferentes, algumas das quais, inclusive, podem ser consideradas inovadoras. Em primeiro lugar, foi necessário fazer a redução dos dados observacionais. Em seguida, verificou-se que o efeito da refração diferencial atmosférica podia ser notado e era bastante considerável nos dados obtidos, assim, foi preciso corrigir esse problema. A fim de se diminuir o efeito do “seeing” produzido pela atmosfera terrestre, foi aplicado o processo de deconvolução de Richardson-Lucy. No que se refere mais especificamente à análise dos dados, a metodologia mais inovadora utilizada foi a Tomografia PCA, que consiste na aplicação do robusto método estatístico da Análise de Componentes Principais (“Principal Component Analysis”- PCA) a um cubo de dados. Para se obter informações referentes às populações estelares presentes nos objetos analisados, foram feitas sínteses espectrais com o software Starlight. Finalmente, a fim de se ter uma idéia do mecanismo físico responsável pelo espectro de baixa ionização observado nesses objetos, foram feitas simulações com o software Cloudy. Todas essas metodologias estão descritas mais detalhadamente nas seções a seguir.

3.2 – Redução dos dados

Para que pudessem ser analisados, os dados das galáxias NGC 4736, NGC 404 e NGC 4579, obtidos com o IFU (“Integral Field Unity”) do GMOS (“Gemini Multi-Object Spectrograph”) do telescópio Gemini Norte, passaram, primeiramente, por um processo de redução, que foi feito em ambiente IRAF (versão 2.12.2a) e incluiu as seguintes etapas:

- Subtração do overscan
- Determinação do “trim”
- Subtração do “bias”
- Correção de “flat-field”
- Rejeição de raios cósmicos
- Extração dos espectros
- Calibração em comprimento de onda
- Subtração do céu
- Calibração em fluxo
- Montagem do cubo de dados

- Subtração do overscan: O “overscan” corresponde a um número de contagens de fótons não nulo presente em cada imagem obtida com a câmera CCD de um determinado instrumento. Esse número de contagens não nulo depende do instrumento que está sendo utilizado (é uma assinatura do instrumento). Toda imagem obtida apresenta, geralmente, na sua lateral uma faixa, com cerca de 32 colunas de pixels, que contém, apenas, esse número não nulo de contagens de fótons. Essa faixa é conhecida como região de “overscan”. Assim sendo, para se subtrair essas contagens, primeiramente, obtém-se uma média desse número não nulo de contagens na região de “overscan” e, em seguida, subtrai-se esse valor de toda a imagem.

- Determinação do “trim” da imagem: Essa etapa consiste em determinar que partes da imagem contêm dados utilizáveis e que partes não. Geralmente, todas as imagens apresentam uma ou duas colunas de pixels nas suas laterais que não contêm dados que possam ser utilizados, assim sendo, essas regiões devem ser excluídas. A determinação do “trim” da imagem nada mais é do que a identificação de quais partes da imagem contêm dados que podem ser aproveitados. As demais regiões devem ser, então, excluídas.

- Subtração do “bias”: O “bias” consiste em um número não nulo de contagens de fótons obtido com uma exposição de 0 segundos (trata-se, também, de uma assinatura do instrumento). Assim como no caso do “overscan”, o “bias” deve ser subtraído da imagem obtida. Para isso, em cada

observação, costuma-se fazer algumas exposições de 0 segundos, tirar uma média dessas exposições e, em seguida, subtrair essa média da imagem original.

- Correção de “flat-field”: Geralmente, existem variações de ganho entre os pixels da imagem. Para igualar todos esses ganhos, deve-se “dividir” a imagem obtida pela imagem de “flat-field”, que nada mais é do que uma imagem de calibração que tem por função revelar as variações de ganho entre os pixels do CCD. Uma imagem de “flat-field” pode ser obtida apontando-se o telescópio durante algum tempo para uma tela iluminada por uma luz branca (imagem de “GCAL-flat”) ou para o céu do crepúsculo (imagem de “twilight”). No caso dos dados obtidos com o GMOS do telescópio Gemini-Norte, tanto as imagens de “GCAL-flat” quanto as de “twilight” são utilizadas para a correção de “flat-field”.

- Rejeição de raios cósmicos: A Terra está constantemente sendo “bombardeada” pelos chamados raios cósmicos, que são partículas energéticas que podem penetrar na atmosfera e chegar na superfície. Quando essas partículas atingem a câmera CCD do telescópio utilizado, pequenos “pontos” são gerados. A etapa da rejeição de raios cósmicos consiste na eliminação de tais “pontos” através da comparação de diferentes imagens de um mesmo campo. Com essa comparação, é possível identificar a presença dos raios cósmicos e eliminá-los, fazendo-se uma interpolação com os pixels adjacentes.

- Extração do espectro: Quando um espectro é obtido por um espectrógrafo, ele encontra-se, inicialmente, bidimensional. A extração do espectro consiste, então, em transformar esse espectro bidimensional em um gráfico do fluxo detectado em função do comprimento de onda (ou seja, o espectro torna-se unidimensional).

- Calibração em comprimento de onda: Um espectro obtido, inicialmente, não possui valores de comprimento de onda associados. Assim sendo, essa etapa consiste em atribuir alguns valores de comprimentos de onda conhecidos a um espectro de calibração (que também é obtido através do instrumento utilizado) e, em seguida, aplicar essa calibração no espectro inicial. Em geral, o espectro de calibração pode ser obtido apontando-se o telescópio para uma lâmpada com espectro conhecido. No caso dos dados obtidos com o GMOS do telescópio Gemini-Norte, pode ser utilizada uma lâmpada de CuAr, por exemplo, para se obter o espectro de calibração.

- Subtração do céu: É sabido que a atmosfera terrestre produz certas linhas de emissão que podem aparecer nos espectros obtidos de objetos celestes. A subtração do céu consiste em retirar essas linhas do espectro tomado. Para isso, geralmente, faz-se uma exposição em uma região do céu livre de objetos celestes e subtrai-se o espectro obtido do inicial. O IFU do GMOS do telescópio Gemini-Norte possui um campo específico para a observação do céu.

- Calibração em fluxo: O espectro até essa etapa da redução consiste em um gráfico do número de contagens (que é dependente da sensibilidade do instrumento) em função do comprimento de onda. Essa parte da redução tem por função transformar esse espectro em um gráfico de fluxo em função do comprimento de onda. Para isso, obtém-se uma relação entre o número de contagens e o fluxo correspondente a partir do espectro de estrelas padrão espectrofotométricas e aplica-se essa relação no espectro que está sendo reduzido.

- Montagem do cubo de dados: Um cubo de dados consiste num conjunto de dados com informação em três dimensões (x,y,z). As dimensões x e y correspondem às dimensões espaciais do objeto e a dimensão z corresponde ao comprimento de onda. Dessa maneira, ao se analisar um cubo de dados, pode-se obter as imagens do objeto em diferentes comprimentos de onda, assim como os espectros de diferentes regiões espaciais dele. Dessa forma, essa etapa da redução consiste em organizar corretamente os espectros obtidos pelas diferentes fibras do IFU, montando, por fim, o cubo de dados.

Todas as etapas descritas acima foram executadas utilizando-se o pacote de tarefas “Gemini” do software IRAF. Para cada uma das galáxias observadas, foram feitas três integrações e, para cada uma dessas, realizou-se o seguinte procedimento: inicialmente, foi utilizada a tarefa GPREPARE para preparar os espectros para a redução (trata-se de uma etapa necessária para a redução de dados obtidos com o GMOS do telescópio Gemini). Para se fazer a subtração do “overscan”, a determinação do “trim” e a subtração do “bias”, foi utilizada a tarefa GIREDUCE. Em seguida, a rejeição de raios cósmicos foi feita com a tarefa GSCRREJ. Com a rotina GFEXTRACT, foram extraídos os espectros de “flat-field”, de lâmpada (para a calibração em comprimento de onda), da estrela padrão (para a calibração em fluxo) e da galáxia observada. Para se determinar os valores dos comprimentos de onda corretos para o espectro da lâmpada de calibração, foi utilizada a tarefa GSWAVELENGTH e, em seguida, a calibração obtida foi

aplicada a todos os espectros por meio da tarefa GFTRANSFORM. Em seguida, determinaram-se as variações de sensibilidade nos espectros de “flat-field” através da tarefa GFRESPONSE e, utilizando-se mais uma vez a GIREDUCE, aplicou-se a correção de “flat-field” no espectro da galáxia observada. A subtração do céu foi feita utilizando-se a tarefa GFSKYSUB. Para se determinar a função de sensibilidade nos espectros da estrela padrão, foi utilizada a tarefa GSSTANDARD (lembrando que esses espectros também foram calibrados em comprimento de onda por meio da tarefa GFTRANSFORM) e, em seguida, a calibração em fluxo do espectro da galáxia foi feita por meio da rotina GSCALIBRATE.

Na verdade, o procedimento de redução não foi feito utilizando-se cada uma das tarefas anteriores separadamente, mas, ao invés disso, utilizou-se uma tarefa mais abrangente chamada GFREDUCE, que aplicava cada uma das tarefas anteriores na sequência desejada.

Finalmente, foi montado o cubo de dados da galáxia utilizando-se a tarefa GFCUBE. Como foram feitas três integrações para cada galáxia, obtiveram-se, também, três cubos de dados para cada uma delas.

3.3 – Correção da refração diferencial atmosférica

Há muito tempo é sabido que a luz emitida por qualquer objeto celeste sofre o efeito da refração ao penetrar na atmosfera da Terra e, conseqüentemente, tem a sua direção de propagação original alterada. Esse efeito (que depende do comprimento de onda da luz) pode afetar significativamente as observações astronômicas realizadas a partir da superfície terrestre.

A maneira mais simples de se analisar o fenômeno da refração atmosférica é considerar a atmosfera da Terra como sendo formada por $n+1$ camadas esféricas, cada uma com o seu próprio índice de refração μ_i . Considerando-se apenas pequenas distâncias zenitais, as curvaturas dessas camadas não precisam ser levadas em conta, de modo que elas podem ser tomadas como sendo paralelas. Ao passar pelo plano divisório entre cada uma dessas camadas, a luz sofre um desvio devido ao efeito da refração. O cenário considerado para um raio de luz S incidindo na atmosfera com uma distância zenital z encontra-se ilustrado a seguir:

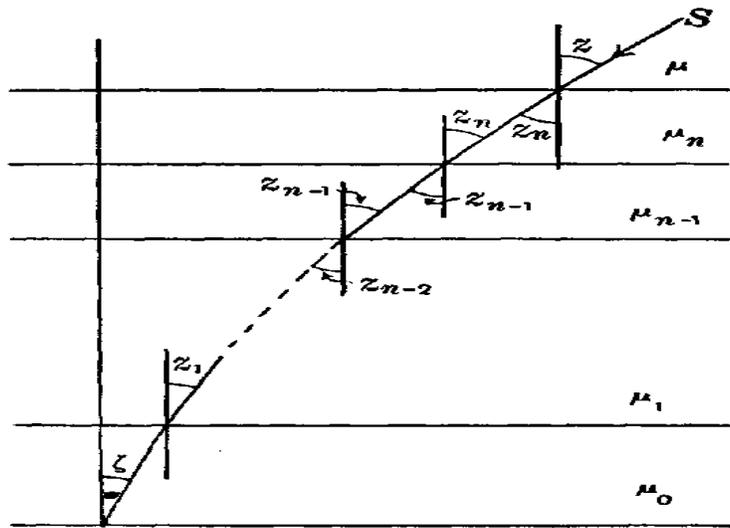


Figura 3.1: Modelo considerado para um raio de luz S atravessando a atmosfera terrestre (formada por $n+1$ camadas). Figura obtida de Smart (1977).

Aplicando-se a Lei de Snell na superfície divisória entre o vácuo e a camada atmosférica mais elevada, tem-se que

$$\mu \cdot \text{senz} = \mu_n \cdot \text{senz}_n, \quad (3.1)$$

mas, como o índice de refração do vácuo é $\mu=1$, a equação (3.1) pode ser escrita como

$$\text{senz} = \mu_n \cdot \text{senz}_n. \quad (3.2)$$

Aplicando-se, então, a Lei de Snell nas superfícies divisórias entre as demais camadas obtém-se:

$$\begin{aligned}
\mu_n \cdot \text{senz}_n &= \mu_{n-1} \cdot \text{senz}_{n-1} \\
\mu_{n-1} \cdot \text{senz}_{n-1} &= \mu_{n-2} \cdot \text{senz}_{n-2} \\
\bullet & \\
\bullet & \\
\bullet & \\
\mu_1 \text{senz}_1 &= \mu_0 \cdot \text{sen}\zeta
\end{aligned} \tag{3.3}$$

onde ζ = distância zenital observada

μ_0 = índice de refração próximo à superfície da Terra

A partir das expressões (3.2) e (3.3), pode-se concluir que

$$\text{senz} = \mu_0 \cdot \text{sen}\zeta \quad . \tag{3.4}$$

Como a densidade do meio aumenta conforme a altitude diminui, conclui-se que os valores dos índices de refração μ_i também crescem com a proximidade da superfície terrestre. Pelas equações anteriores, esse fato implica que $\zeta < z$, ou seja, o objeto emissor do raio de luz S na figura 3.1 é visto mais próximo ao zênite do que se não existisse o efeito da refração atmosférica. O ângulo $z - \zeta$ é chamado de ângulo de refração e daqui por diante será denotado por R. Com isso, a equação (3.4) fica

$$\begin{aligned}
\text{sen}(R + \zeta) &= \mu_0 \cdot \text{sen}\zeta \\
\text{sen}R \cdot \cos \zeta + \text{sen}\zeta \cdot \cos R &= \mu_0 \cdot \text{sen}\zeta \quad .
\end{aligned} \tag{3.5}$$

Considerando-se apenas valores de R pequenos, pode-se considerar $\text{sen} R \approx R$ e $\cos R \approx 1$, logo, a equação (3.5) fica

$$\begin{aligned}
R \cdot \cos \zeta + \text{sen}\zeta &= \mu_0 \cdot \text{sen}\zeta \\
R &= (\mu_0 - 1) \cdot \tan \zeta \quad .
\end{aligned} \tag{3.6}$$

Convertendo-se a expressão (3.6) para segundos de arco, obtém-se

$$R = 206265 \cdot (\mu_0 - 1) \cdot \tan \zeta . \quad (3.7)$$

A expressão (3.7) corresponde à fórmula da refração para pequenas distâncias zenitais. Quando as distâncias zenitais não são pequenas, entretanto, as curvaturas das camadas que formam a atmosfera não podem ser desprezadas e a análise do efeito da refração atmosférica se torna bem mais complexa e não será tratada aqui.

É importante mencionar que o valor de μ_0 na fórmula (3.7) depende do comprimento de onda considerado. Ao nível do mar (com pressão $P=760$ mmHg e temperatura $T=15^\circ\text{C}$), o índice de refração do ar com pouca umidade pode ser dado por (Edlén (1953); Coleman, Bozman & Meggers (1960))

$$(\mu(\lambda)_{15,760} - 1) \cdot 10^6 = 64.328 + \frac{29498.1}{146 - \left(\frac{1}{\lambda}\right)^2} + \frac{255.4}{41 - \left(\frac{1}{\lambda}\right)^2} . \quad (3.8)$$

onde λ = comprimento de onda (em microns)

Entretanto, a maior parte dos observatórios está localizada em elevadas altitudes, assim, os índices de refração mais apropriados para essas localidades devem ser calculados para valores mais baixos de temperatura e pressão. De acordo com Barrell (1951), a expressão para o índice de refração nessas condições fica dada por

$$(\mu(\lambda)_{T,P} - 1) = (\mu(\lambda)_{15,760} - 1) \cdot \frac{P[1 + (1.049 - 0.0157T) \cdot 10^{-6} P]}{720.883(1 + 0.003661T)} . \quad (3.9)$$

onde P = pressão (em mmHg)

T = temperatura (em $^\circ\text{C}$)

Na presença de vapor de água na atmosfera, o valor $(n-1)10^6$ é reduzido por um fator

$$\frac{0.0624 - \frac{0.000680}{\lambda^2}}{1 + 0.003661T} f . \quad (3.10)$$

onde f = pressão do vapor de água (em mmHg)

A equação (3.7) mostra que os cálculos referentes ao efeito da refração atmosférica envolvem o conhecimento da distância zenital do objeto observado. Tomando-se um triângulo esférico com os vértices no objeto observado, no zênite e no pólo celeste apropriado, e aplicando-se a lei dos senos, obtém-se a expressão

$$\frac{\text{sen } \eta}{\text{sen}\left(\frac{\pi}{2} - \phi\right)} = \frac{\text{sen } h}{\text{sen } z} . \quad (3.11)$$

onde η = ângulo paralático do objeto

h = ângulo horário do objeto

ϕ = latitude do observador

A expressão (3.11) é uma forma útil de se expressar a distância zenital em função de outros parâmetros (geralmente conhecidos), mas também é equivalente à equação

$$\text{sen } \eta = \frac{\text{sen } h \cdot \cos \phi}{\left[1 - (\text{sen } \phi \cdot \text{sen } \delta + \cos \phi \cdot \cos \delta \cdot \cosh)^2\right]^{\frac{1}{2}}} . \quad (3.12)$$

A partir da fórmula (3.7), pode-se dizer que a variação sofrida pelo ângulo de refração quando o comprimento de onda varia de λ_1 e λ_2 (mantendo-se ζ constante) pode ser dada por

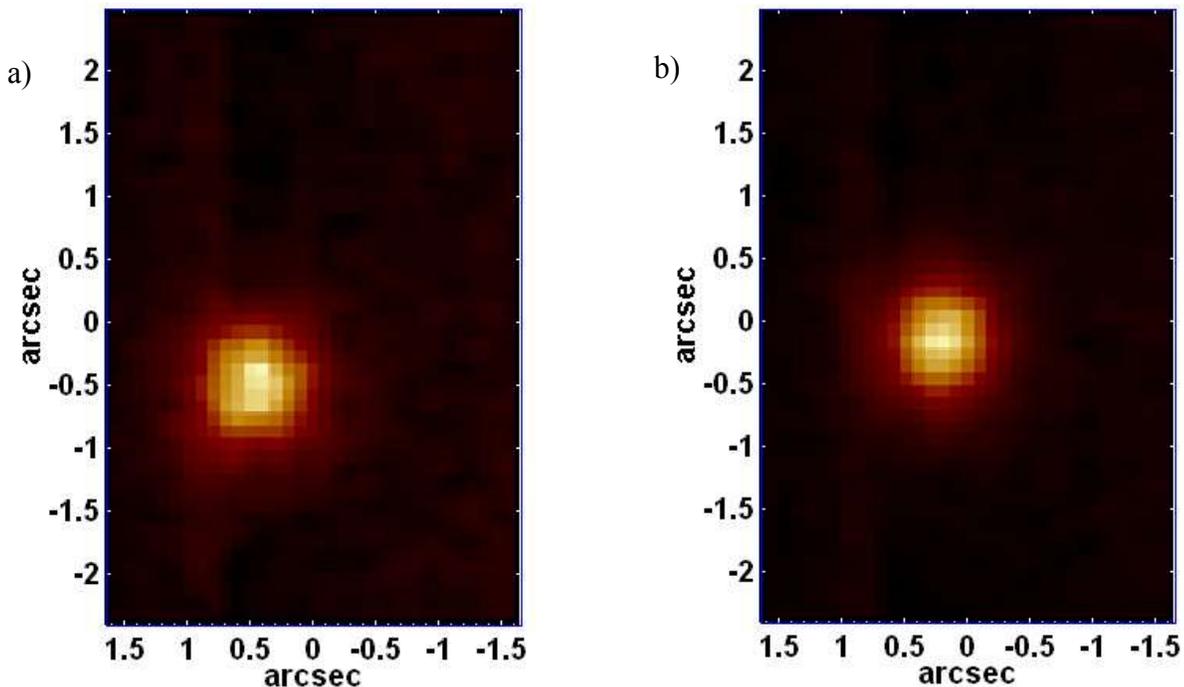
$$\begin{aligned} \Delta R &= R(\lambda_2) - R(\lambda_1) \\ \Delta R &= 206265 \cdot [\mu_0(\lambda_2) - \mu_0(\lambda_1)] \tan z \end{aligned} \quad (3.13)$$

A equação (3.13) mostra que os dois parâmetros que influenciam mais diretamente o fenômeno da refração atmosférica são a distância zenital e o comprimento de onda.

3.3.1 – O efeito da refração diferencial atmosférica em cubos de dados

Após o processo de redução dos dados descrito na seção anterior, verificou-se que os cubos de dados obtidos apresentavam claramente o efeito da refração atmosférica, que, em alguns casos, era bastante considerável.

Um cubo de dados obtido a partir da observação da estrela Cal 83 (aqui utilizada, apenas, para ilustrar o efeito) mostra claramente como esse efeito pode ser prejudicial. As imagens a seguir foram obtidas a partir de diferentes regiões espectrais do cubo de dados de Cal 83 (cada uma delas corresponde a uma sobreposição de trinta imagens consecutivas, o que equivale a um intervalo de cerca de 13.2 \AA):



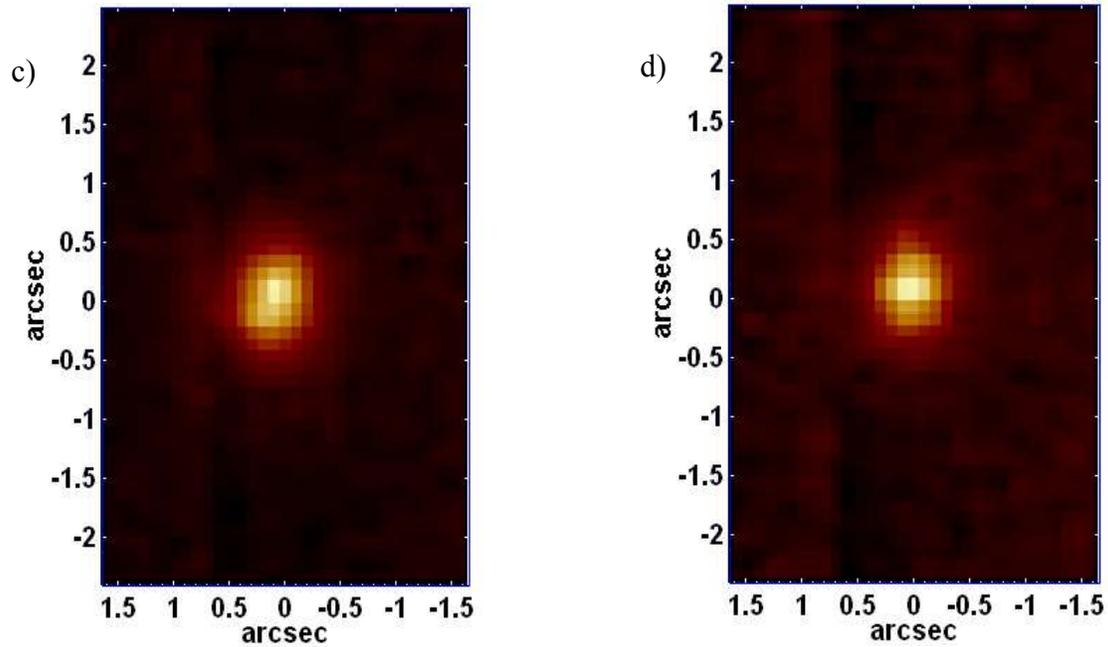


Figura 3.2: Imagens obtidas a partir do cubo de dados de Cal 83 nos intervalos espectrais a) de 4222.4 \AA a 4235.6 \AA , b) de 5227.1 \AA a 5240.3 \AA , c) de 6140.4 \AA a 6153.6 \AA e d) de 6872.0 \AA a 6885.2 \AA .

Para se ter uma visualização ainda melhor desse efeito, fez-se uma composição RGB sobrepondo-se imagens do cubo de dados de Cal 83 de três diferentes regiões espectrais. O RGB obtido encontra-se a seguir:

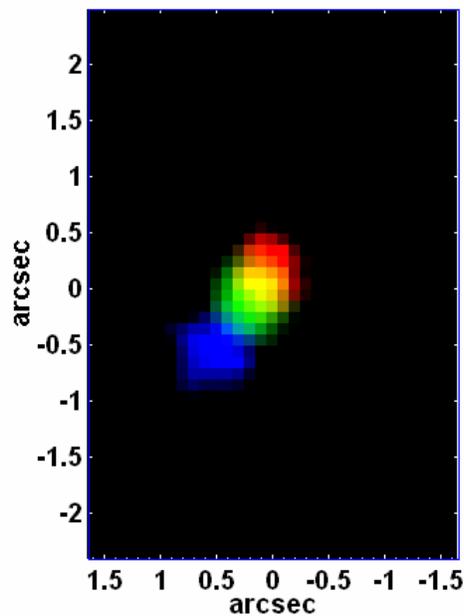


Figura 3.3: Composição RGB de três imagens de diferentes regiões espectrais do cubo de dados de Cal 83, antes da correção da refração atmosférica.

As imagens anteriores mostram como a refração atmosférica pode ser notável em cubos de dados, devido à sua dependência com o comprimento de onda. Entretanto, conforme mostra a equação (3.13), a dependência com a distância zenital também é considerável, ou seja, espera-se que esse efeito seja bem menos visível em observações de objetos com baixas distâncias zenitais. Em geral, o problema da refração pode ser evitado com o uso do ADC (“Atmospheric Dispersion Corrector”), entretanto, como o telescópio Gemini, atualmente, não possui esse dispositivo instalado, os dados de NGC 4736, NGC 4579 e NGC 404 (assim com os de Cal 83) foram prejudicados com esse efeito, que precisou, evidentemente, ser corrigido.

Para se realizar essa correção, foi utilizado um algoritmo desenvolvido pelo professor João E. Seiner (que se encontra no apêndice C). A partir desse algoritmo, foi implementado um programa, a ser utilizado com o software IDL, para efetuar a correção da refração atmosférica em todos os cubos de dados. A eficácia desse método de correção foi verificada utilizando-se, primeiramente, os dados da estrela Cal 83, já que, por se tratar de uma estrela, foi mais simples determinar-se a posição exata de seu centróide e possíveis variações em suas coordenadas.

O procedimento para a correção da refração atmosférica nos dados de Cal 83 foi feito da seguinte maneira: primeiramente, foram determinados intervalos no espectro do objeto, de cerca de 13.2 \AA cada (o que equivale a trinta pixels espectrais), nos quais não houvesse nenhuma linha espectral proeminente. Em seguida, as imagens nesses intervalos (trinta imagens por intervalo) foram somadas, obtendo-se, ao fim, um total de 25 imagens. Foram determinadas, então, as coordenadas x e y do centróide da estrela em cada uma dessas imagens e traçaram-se os gráficos das coordenadas x e y do centróide em função do comprimento de onda (é importante lembrar que, como cada imagem resultou da soma de trinta outras num intervalo de 13.2 \AA , os gráficos construídos associaram as coordenadas x e y dos centróides aos comprimentos de onda médios correspondentes a cada imagem). Em seguida, para cada um dos gráficos construídos, foi ajustada uma função de segundo grau. Os gráficos em questão, juntamente com os ajustes determinados, encontram-se a seguir.

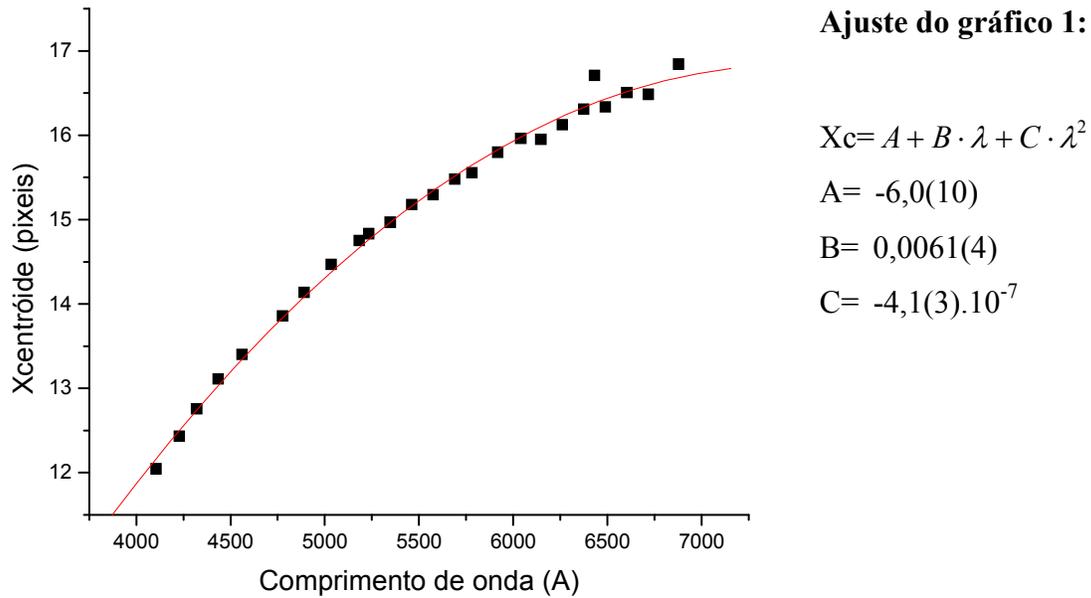


Figura 3.4: Gráfico de coordenada x do centróide da estrela Cal 83 em função do comprimento de onda, antes da correção da refração atmosférica.

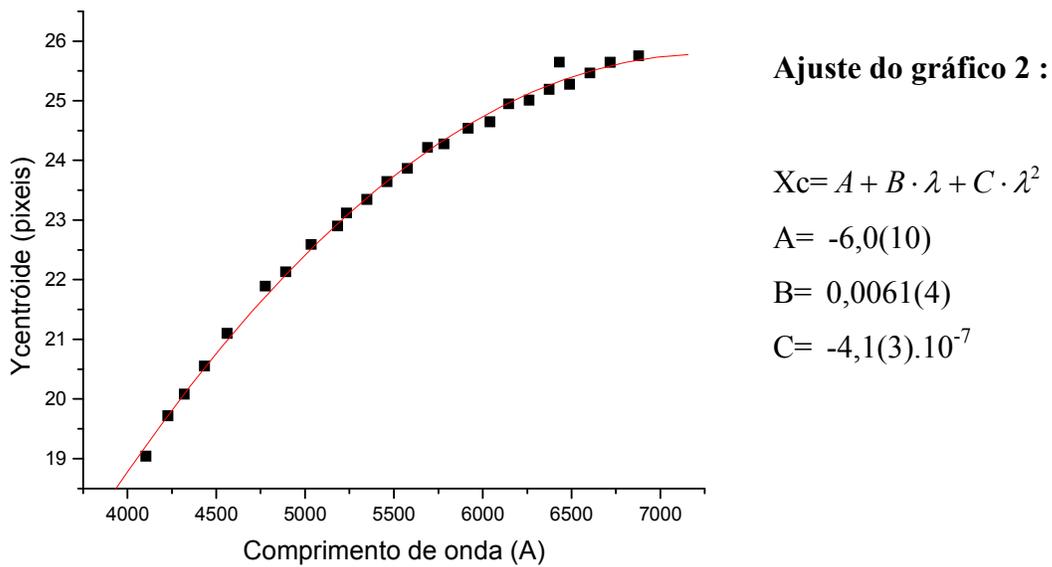


Figura 3.5: Gráfico de coordenada y do centróide da estrela Cal 83 em função do comprimento de onda, antes da correção da refração atmosférica.

Inserindo-se, então, os parâmetros dos ajustes dos dois gráficos no programa implementado para ser utilizado com o software IDL, foi possível fazer-se a correção da refração atmosférica no cubo de dados. Para se verificar a eficácia do método, montaram-se, novamente, os gráficos das coordenadas x e y do centróide da estrela Cal 83 em função do comprimento de onda após o código de correção ter sido aplicado. Os resultados obtidos encontram-se a seguir.

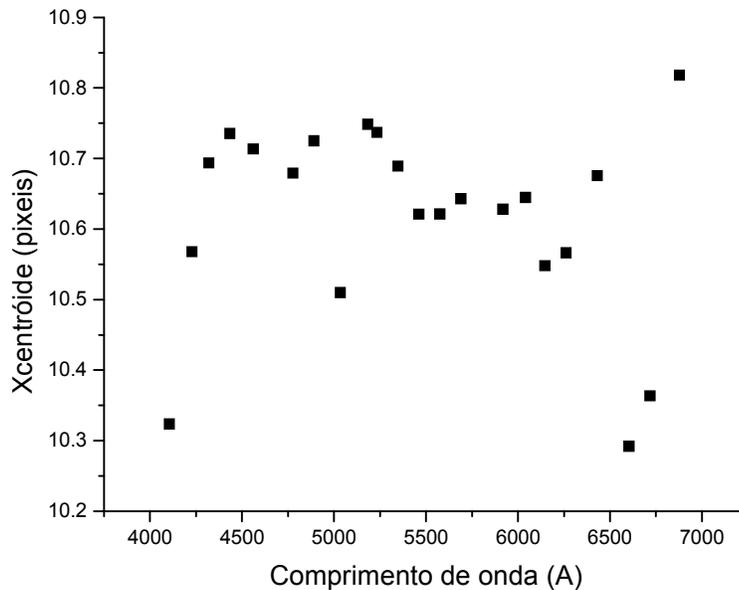


Figura 3.6: Gráfico de coordenada x do centróide da estrela Cal 83 em função do comprimento de onda, após a correção da refração atmosférica.

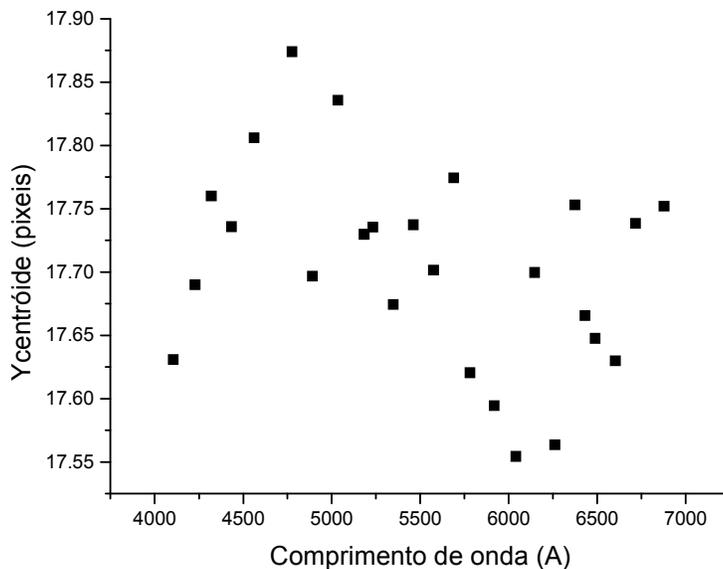


Figura 3.7: Gráfico de coordenada y do centróide da estrela Cal 83 em função do comprimento de onda, após a correção da refração atmosférica.

Analogamente, ao que foi feito na figura 3.3, fez-se uma nova composição RGB com imagens obtidas a partir de diferentes regiões espectrais do cubo de dados de Cal 83 com o efeito da refração atmosférica corrigido. O RGB obtido encontra-se a seguir.

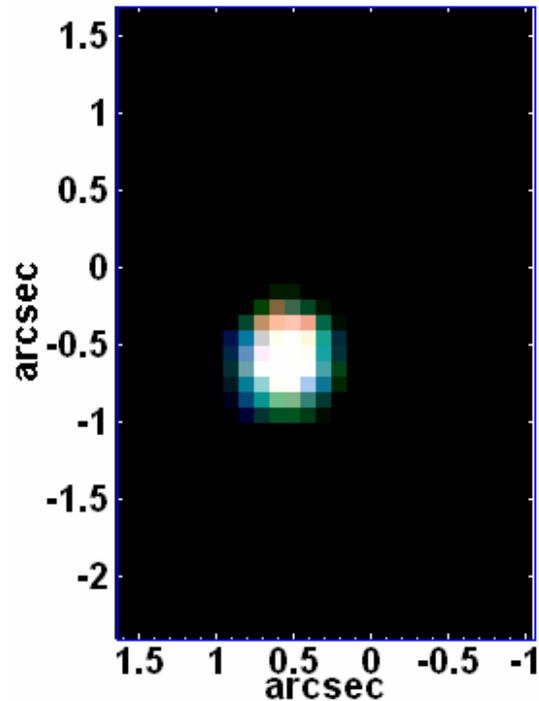


Figura 3.8: Composição RGB de três imagens de diferentes regiões espectrais do cubo de dados de Cal 83, depois da correção da refração atmosférica.

Nota-se pelas figuras acima que o método de correção da refração atmosférica utilizado foi consideravelmente eficaz, já que a posição do centróide da estrela ficou invariante dentro de uma precisão bastante satisfatória.

Esse mesmo método de correção foi aplicado nos cubos de dados dos LINERs NGC 4736, NGC 404 e NGC 4579, entretanto, nesse caso, foram utilizadas as posições dos núcleos dessas galáxias para se ajustar funções de segundo grau, análogas às das figuras 3.4 e 3.5. Evidentemente, como os núcleos desses objetos não apresentam exatamente uma aparência puntual como uma estrela, a precisão da correção obtida com o método, nesses casos, não é tão grande, mas ainda assim bastante satisfatória. É importante mencionar que esse processo de correção foi aplicado, independentemente, a cada um dos três cubos de dados de cada galáxia observada.

O fato de as três galáxias observadas serem objetos extensos gera, muitas vezes, a seguinte dúvida: a variação na posição do centróide com o comprimento de onda observada é devida à refração atmosférica ou a outros fatores, como, por exemplo, populações estelares de diversas idades localizadas em diferentes posições? Para se ter certeza, então, de que o movimento do centróide observado nessas galáxias é, de fato, devido à refração atmosférica, foram feitas simulações dos valores de ΔR (variação do ângulo de refração) a partir das fórmulas mostradas anteriormente (evidentemente, para isso, foi preciso utilizar dados como distância zenital do objeto, pressão do ar e temperatura na altitude do observatório). Ao final, foi possível verificar que os valores de ΔR calculados eram compatíveis com aqueles observados, ou seja, a correção da refração atmosférica feita com o programa escrito em linguagem IDL pôde ser considerada confiável.

3.4 – Deconvolução de Richardson-Lucy

Sabe-se que a observação de qualquer objeto astronômico a partir da superfície terrestre sofre o efeito do chamado “seeing”, que consiste em um borramento na imagem causado pela atmosfera terrestre. O resultado final desse efeito é que a imagem original do objeto observado fica convoluída com uma “Point Spread Function” (PSF). Assim, pode-se dizer que o número de contagens observado na imagem (ou espectro) c_i ($i=1,2,\dots,N$) fica dado por (Bi & Boerner (1994))

$$c_i = \sum_{j=1}^M p_{ij} u_j + n_i \quad (3.14)$$

onde u_j = sinal original do objeto observado

p_{ij} = “Point Spread Function”

n_i = ruído

O processo de deconvolução de Richardson-Lucy consiste na obtenção do número de contagens original u_j . Trata-se de um processo iterativo realizado de acordo com a expressão

$$\tilde{u}_j^{(r+1)} = \tilde{u}_j^{(r)} \cdot \sum_i \frac{\tilde{c}_i}{c_i} p_{ij}, \quad r = 1, 2, \dots \quad (3.15)$$

sendo que

$$\tilde{c}_i = \sum_j \tilde{u}_j^{(r)} p_{ij}. \quad (3.16)$$

É importante mencionar que, nas equações acima, deve haver a conservação do número total de contagens, ou seja,

$$\sum_i \tilde{c}_i = \sum_i c_i = \text{constante}. \quad (3.17)$$

Evidentemente, como mostram as equações acima, para que a deconvolução possa ser feita é preciso que a PSF seja conhecida. A estimativa inicial $\tilde{u}_j^{(0)}$, em geral, é tomada como sendo uma constante. O método de Richardson-Lucy tende a ir melhorando o ajuste a cada iteração e, teoricamente, após um número infinito de iterações, o resultado obtido (\tilde{u}_j^{∞}) deveria corresponder à solução da equação (3.14). Na prática, entretanto, a obtenção de \tilde{u}_j^{∞} não é tentada, pois, além de a convergência do método geralmente ser lenta, o ruído existente no sinal observado faz com que essa solução não seja aproveitável. A determinação do número de iterações a ser utilizado na deconvolução de Richardson-Lucy costuma ser uma das maiores dificuldades nesse processo e, em geral, depende da experiência do usuário. Um cálculo, entretanto, que fornece uma estimativa da qualidade do ajuste é o do χ^2 , que pode ser dado por

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(c_i - \tilde{c}_i)^2}{\tilde{c}_i}. \quad (3.18)$$

Maiores detalhes sobre o processo de deconvolução de Richardson-Lucy podem ser vistos em Lucy (1974) e Richardson (1972).

3.4.1 – Deconvolução de Richardson-Lucy em cubos de dados

Para se aplicar a deconvolução de Richardson-Lucy em cubos de dados, foi utilizado um programa escrito em linguagem IDL, que executa o processo sequencialmente para cada imagem correspondente a cada um dos comprimentos de onda dos cubos, a partir do fornecimento de uma PSF.

A observação dos cubos de dados após a correção da refração atmosférica, entretanto, revelou uma dependência notável da PSF com o comprimento de onda. Assim, foram elaborados alguns métodos para se determinar a PSF correspondente a cada comprimento de onda. Primeiramente, uma calibração feita a partir dos dados da estrela Cal 83 revelou a seguinte relação entre PSF e comprimento de onda:

$$FWHM(\lambda) = \frac{(FWHM)_{ref} \cdot \lambda^{-0.484}}{(\lambda_{ref})^{-0.484}} \quad (3.19)$$

onde λ =comprimento de onda

λ_{ref} =comprimento de onda de referência

$(FWHM)_{ref}$ =FWHM no comprimento de onda de referência

Na equação acima, deve-se tomar como comprimento de onda de referência um valor no qual o FWHM da imagem seja conhecido. Outro método elaborado para se estimar a PSF, que não envolve nenhuma função calibrada para descrever a variação do FWHM com λ , é dado na equação a seguir.

$$FWHM(\lambda) = (FWHM)_A \cdot \left(1 - \frac{(\lambda - \lambda_A)}{(\lambda_V - \lambda_A)}\right) + (FWHM)_V \cdot \left(\frac{\lambda - \lambda_A}{\lambda_V - \lambda_A}\right). \quad (3.20)$$

onde $(FWHM)_A$ = FWHM no extremo azul da região
espectral do cubo de dados

$(FWHM)_V$ = FWHM no extremo vermelho da região
espectral do cubo de dados

λ = comprimento de onda

λ_A = comprimento de onda correspondente ao
extremo azul da região espectral do cubo
de dados

λ_V = comprimento de onda correspondente ao
extremo vermelho da região espectral do
cubo de dados

A expressão anterior, evidentemente, requer o conhecimento do FWHM nos extremos azul e vermelho do espectro. Finalmente, um terceiro método elaborado permite determinar a PSF em cada comprimento de onda a partir de uma média ponderada análoga àquela mostrada na equação (3.20), mas, ao invés de utilizar valores do FWHM, esse método realiza a média de imagens reais representativas da PSF nos extremos do espectro. Esse último método pode ser dado por

$$PSF(\lambda) = (PSF)_A \cdot \left(1 - \frac{(\lambda - \lambda_A)}{(\lambda_V - \lambda_A)}\right) + (PSF)_V \cdot \left(\frac{\lambda - \lambda_A}{\lambda_V - \lambda_A}\right). \quad (3.21)$$

onde $(PSF)_A$ = imagem representativa da PSF no extremo
azul da região espectral coberta pelo cubo de dados

$(PSF)_V$ = imagem representativa da PSF no extremo
vermelho da região espectral coberta pelo cubo de
dados

É importante mencionar que as imagens $(PSF)_A$ e $(PSF)_V$ devem conter apenas um objeto puntual no seu centro.

No caso dos cubos de dados dos LINERs NGC 4736, NGC 404 e NGC 4579, a deconvolução de Richardson-Lucy foi executada com o programa escrito em linguagem IDL, sendo que, em cada caso, foi escolhido o método mais apropriado (dentre as opções mostradas acima) para se estimar a variação da PSF com o comprimento de onda. Vale lembrar, entretanto, que, conforme foi mencionado na seção anterior, após a correção da refração atmosférica, foram obtidos três cubos de dados para cada uma das três galáxias. Esses três cubos foram, então, combinados (foi feita uma média dos cubos) de maneira que, ao fim, o processo de deconvolução foi aplicado apenas ao cubo resultante, representativo de cada objeto.

3.5 – Análise em Componentes Principais - PCA

A Análise em Componentes Principais (“Principal Component Analysis“- PCA) é uma técnica utilizada para analisar conjuntos de dados multidimensionais. Trata-se de um método bastante eficiente para se extrair informações de conjuntos de dados muito amplos, pois, com ele, é possível identificar padrões e correlações que, de outro modo, dificilmente poderiam ser notados. Uma outra grande vantagem do PCA consiste no fato de que essa técnica é capaz de reduzir a dimensionalidade inicial dos dados sem grande perda de informação, o que é muito útil quando se lida com conjuntos de dados de dimensões bastante elevadas.

O PCA é definido, matematicamente, como uma transformação linear ortogonal, que passa os dados para um novo sistema de coordenadas (não correlacionadas), tal que a primeira dessas novas coordenadas (o autovetor E1) seja capaz de explicar a maior parte da variância, a segunda coordenada (o autovetor E2) seja capaz de explicar a segunda maior parte da variância e assim por diante. Em outras palavras, pode-se dizer que a projeção dos dados sobre E1 é capaz de explicar a maior parte da variância existente. A projeção dos dados sobre E2 é capaz de explicar a segunda maior parte da variância e assim por diante. Essas novas coordenadas geradas pelo PCA também são chamadas de Componentes Principais e é importante mencionar que, por construção, todas elas são ortogonais entre si (para maiores detalhes ver Murtag & Heck (1987); Fukunaga (1990); Smith (2002)).

Matricialmente, a transformação correspondente ao PCA pode ser representada da seguinte maneira:

$$T = E \cdot X \quad (3.22)$$

onde X=matriz contendo os dados originais

E=matriz cujas linhas correspondem aos autovetores (ou componentes Principais) mencionados anteriormente

T=matriz contendo os dados no novo sistema de coordenadas

Na fórmula anterior, cada linha da matriz X corresponde a uma variável diferente (ou seja, a uma dimensão diferente) e cada coluna corresponde a um observável diferente. Além disso, pelo que foi dito anteriormente, pode-se dizer que a matriz E é definida de modo que consiga passar os dados para um novo sistema de coordenadas, sendo que a maior parte da variância é explicada pela primeira coordenada (E1), a segunda maior parte da variância é explicada pela segunda coordenada (E2) e etc.

Para se fazer o PCA, inicialmente, é conveniente subtraírem-se os valores médios das variáveis. Em seguida, a fim de se determinar a matriz E a ser utilizada na expressão (3.22), é preciso levar-se em conta a covariância existente entre os elementos de X. A covariância é uma grandeza que mede o grau da relação linear entre duas variáveis. Um alto valor de covariância indica uma maior redundância existente entre as duas variáveis, ao passo que um baixo valor de covariância revela uma menor redundância entre elas. Assim, para se verificar as covariâncias existentes entre os elementos de X, deve-se montar a matriz de covariância, que pode ser dada pela expressão (considerando-se que os valores médios das variáveis tenham sido subtraídos)

$$C_X = \frac{X \cdot X^T}{n-1} \quad (3.23)$$

onde n=número de observáveis

Pela maneira como foi construída, a matriz de covariância possui algumas propriedades que devem ser mencionadas. Uma delas é que essa matriz é simétrica, ou seja,

$$C_X^T = C_X . \quad (3.24)$$

Além disso, os elementos da diagonal principal de C_X correspondem às variâncias de cada uma das variáveis envolvidas na análise, ao passo que os elementos fora da diagonal principal correspondem às covariâncias entre todas essas variáveis (as definições matemáticas de variância e covariância encontram-se no apêndice D).

A partir do que foi mencionado, pode-se dizer que a matriz de covariância, como o próprio nome diz, revela o grau de covariância existente entre todos os pares de variáveis possíveis. Valores elevados na diagonal principal dessa matriz correspondem a altas variâncias nas variáveis, ao passo que altos valores fora da diagonal principal indicam altas covariâncias existentes entre as variáveis.

Como o objetivo do PCA é passar os dados originais para um novo sistema de coordenadas não correlacionadas, conclui-se que a matriz de covariância ideal para os dados nesse novo sistema de coordenadas (C_T) deve ser diagonal (ou seja, a covariância entre as variáveis deve ser nula). Assim, pode-se dizer que a execução do PCA consiste na determinação da matriz E , que satisfaça a equação (3.22) e tal que C_T seja diagonal. Para se determinar como essa matriz pode ser obtida, toma-se

$$C_T = \frac{T \cdot T^T}{n-1} . \quad (3.25)$$

Substituindo-se (3.22) em (3.25), obtém-se:

$$C_T = \frac{E \cdot X \cdot (E \cdot X)^T}{n-1}$$

$$C_T = \frac{E \cdot X \cdot X^T \cdot E^T}{n-1}$$

$$C_T = \frac{E \cdot (X \cdot X^T) \cdot E^T}{n-1}$$

$$C_T = E \cdot C_X \cdot E^T \quad (3.26)$$

Conforme já foi mencionado, a matriz de covariância C_X é simétrica, por outro lado, de acordo com os teoremas 2 e 3 (também enunciados no Apêndice D), uma matriz simétrica pode ser diagonalizada por uma matriz ortogonal formada por seus autovetores. Assim, para C_X , tem-se que

$$C_X = F \cdot D \cdot F^T \quad (3.27)$$

onde D =matriz diagonal, cujos elementos da diagonal principal correspondem aos autovalores dos autovetores que compoem F

F =matriz formada pelos autovetores de C_X (colocados em colunas)

Agora, tomando-se a matriz E procurada como sendo formada pelos autovetores de C_X colocados em linhas, ou seja,

$$E = F^T \quad (3.28)$$

e substituindo-se (3.28) em (3.27), obtém-se

$$C_X = E^T \cdot D \cdot E \quad (3.29)$$

Em seguida, substituindo-se (3.29) em (3.26) e levando-se em conta que $E^{-1}=E^T$ (teorema 1 do Apêndice D), obtém-se

$$C_T = E \cdot (E^T \cdot D \cdot E) \cdot E^T$$

$$C_T = (E \cdot E^T) \cdot D \cdot (E \cdot E^T)$$

$$C_T = (E \cdot E^{-1}) \cdot D \cdot (E \cdot E^{-1})$$

$$C_T = D \quad (3.30)$$

Assim, pode-se dizer que essa escolha de E diagonaliza C_T , ou seja, para que a matriz E em questão satisfaça as condições desejadas, ela deve ter suas linhas constituídas pelos autovetores de C_X . Além disso, os elementos da diagonal principal de C_T correspondem não apenas às variâncias associadas a cada um dos autovetores (que compõem o novo sistema de coordenadas), mas também, de acordo com o que foi dito acima, aos seus próprios autovalores. Em outras palavras, pode-se dizer que toda a demonstração realizada mostra que a variância explicada por cada um dos autovetores é dada pelos seus respectivos autovalores. Estes, por sua vez, podem ser dados por

$$\Lambda_k = \frac{T(k) \cdot [T(k)]^T}{n-1} \quad (3.31)$$

onde Λ_k = autovalor correspondente ao autovetor k

$T(k)$ = linha da matriz T correspondente à projeção dos dados sobre o autovetor k

Com base em tudo o que foi dito anteriormente, conclui-se que a realização do PCA pode ser resumida nas seguintes etapas:

- Subtração dos valores médios das variáveis iniciais.
- Cálculo da matriz de covariância de X.
- Diagonalização da matriz de covariância com a consequente obtenção dos seus autovalores e autovetores (que devem estar, preferivelmente, normalizados). Os autovetores obtidos formam o novo sistema de coordenadas não correlacionadas procurado e os respectivos autovalores indicam a variância explicada por cada um deles.
- Ordenamento dos autovetores obtidos tal que o primeiro deles seja capaz de explicar a maior parte da variância (ou seja, E_1 deve possuir o maior autovalor), o segundo seja capaz de explicar a segunda maior parte da variância e etc. É importante mencionar que, nessa etapa, pode-se desprezar os autovetores que apresentem autovalores muito baixos, ou seja, que expliquem uma variância muito pequena dos dados. Trata-se, portanto, de uma etapa de grande importância, pois

permite que seja feita uma redução na dimensionalidade dos dados sem grande perda de informação.

- Construção da matriz E considerando-se as suas linhas como sendo constituídas pelos autovetores obtidos.
- Aplicação da equação (3.22) para passar os dados iniciais para o novo sistema de coordenadas obtido.

3.5.1 – Aplicação do PCA em cubos de dados – a Tomografia PCA

O método mais inovador apresentado nesse trabalho, sem dúvida, é a Tomografia PCA, que nada mais é do que a aplicação do PCA em cubos de dados (Steiner et al (2009)).

A primeira etapa desse método consiste na transformação do cubo de dados I a ser analisado em uma matriz, que deve ser organizada de modo que as suas colunas correspondam a pixels espaciais e suas linhas a pixels espectrais. Em outras palavras, pode-se dizer que esse cubo deve ser convertido em uma matriz análoga a X (mostrada na equação (3.22)), na qual os observáveis correspondem aos pixels espaciais e as variáveis aos pixels espectrais. Em seguida, todo o procedimento mostrado anteriormente deve ser aplicado (inclusive a subtração dos valores médios de X), de modo que, ao final, deve-se obter (analogamente à equação (3.22)) uma matriz E , cujas linhas correspondem aos autovetores E_k , e a matriz T , cujas linhas representam a projeção dos dados sobre os autovetores (ou seja, a matriz T contém os dados no novo sistema de coordenadas obtido).

Os autovetores, nesse caso, são obtidos em função do comprimento de onda, apresentando um aspecto similar a espectros. Por essa razão esses autovetores serão chamados, daqui para frente, de auto-espectros. Por outro lado, como os observáveis tomados nessa análise correspondem a pixels espaciais, conclui-se que as projeções dos dados sobre os autovetores (que compõem o novo sistema de coordenadas) representam imagens, que, daqui para frente, serão chamadas de tomogramas.

Pelo que foi dito acima, pode-se concluir que os auto-espectros, nessa análise, podem ser obtidos diretamente a partir das linhas da matriz E , assim como os tomogramas podem ser obtidos a partir das linhas da matriz T .

A análise simultânea de auto-espectros e tomogramas permite obter uma grande quantidade de informações que, de outra forma, talvez não fossem detectáveis. Algumas características espectrais, por exemplo, podem ser identificadas com estruturas nas imagens e vice-versa. Além disso, observando-se os autovalores Λ_k , pode-se ter uma idéia da relevância dos respectivos autovetores E_k para explicar a variância dos dados.

É possível, também, reconstruir o cubo de dados a partir dos auto-espectros e tomogramas encontrados. Para se fazer isso utilizando-se todos os autovetores obtidos com o PCA, deve-se, primeiramente, inverter a equação (3.22):

$$X = E^{-1} \cdot T \quad (3.32)$$

Levando-se em conta, então, que $E^{-1} = E^T$ (teorema 1 do apêndice D), tem-se que

$$X = E^T \cdot T \quad (3.33)$$

A partir da matriz X , pode-se reconstruir o cubo de dados original I , lembrando que é preciso somar novamente a média dos dados que foi subtraída no início do processo. Essa soma é necessária para que a calibração em fluxo (no caso de dados calibrados) seja recuperada. Entretanto, o processo de reconstrução do cubo de dados também pode ser feito levando-se em conta apenas alguns autovetores. Em geral, o que se faz é considerar apenas os autovetores que contêm informações relevantes e desprezar aqueles que representam apenas ruído. Nesse caso, a equação (3.33) fica

$$X'(\leq r) = [E(\leq r)]^T \cdot T(\leq r) \quad (3.34)$$

onde $E(\leq r)$ = matriz E obtida levando-se em conta os autovetores até $k=r$

$T(\leq r)$ = matriz T obtida levando-se em conta as projeções dos dados sobre todos os autovetores até $k=r$

A partir da matriz $X'(\leq r)$, então, pode-se obter o cubo de dados $I'(\leq r)$, que conterà os dados correspondentes a todos os autovetores até $k=r$. Mais uma vez, seria preciso somar a média dos dados para recuperar a calibração em fluxo, entretanto, essa soma somente seria correta se todos os autovetores estivessem sendo considerados. Contudo, como apenas os autovetores que representam ruído estão sendo eliminados, o erro cometido ao somar a média, nesse caso, é bastante pequeno e esse processo, normalmente, pode ser executado.

Em geral, é bastante difícil saber com precisão em qual autovetor o sinal relevante do cubo de dados termina e o ruído se torna dominante. O critério de Kayser sugere que isso ocorre no autovetor que possui um autovalor igual ao valor médio dos autovalores. É possível também usar o “scree test”, no qual se adota que os autovetores deixam de ser relevantes a partir do momento em que seus autovalores se tornam praticamente constantes. No caso da Tomografia PCA, o critério de Kayser costuma selecionar muito poucos autovetores como relevantes. O “scree test”, por outro lado, parece ser bem mais adequado.

Considerando-se que o cubo de dados original possuísse um número m de pixels espectrais, então, pela maneira como é executado, o PCA também gera m autovetores. Somando-se, então, as variâncias associadas a todos os autovetores desde $r+1$ até m , obtém-se um valor do σ , no sentido de rms, entre os cubos I e $I'(\leq r)$. Assim, tem-se que

$$\sigma^2 = \sum_{k=r+1}^{k=m} \Lambda_k . \quad (3.35)$$

A equação (3.34) também pode ser aplicada para obter o cubo de dados de apenas um autovetor. Nesse caso, tem-se que

$$X'(k) = [E(k)]^T \cdot T(k) . \quad (3.36)$$

onde $E(k)$ = matriz E contendo, apenas, a linha
correspondente ao autovetor k

A partir de $X'(k)$, pode-se, então, obter o cubo $I'(k)$ que apresenta as mesmas dimensões do cubo original I , mas contém apenas as informações referentes ao autovetor k .

A reconstrução do cubo de dados levando-se em conta somente alguns dos autovetores possui muitas utilidades. Uma delas, conforme mencionado anteriormente, consiste na eliminação do ruído existente no cubo de dados original. Além disso, problemas como “hot/cold” pixels ou raios cósmicos também podem aparecer como um ou mais autovetores. Nesse caso, esses defeitos, em princípio, também podem ser eliminados excluindo-se os autovetores em questão.

Existe ainda mais uma utilidade da Tomografia PCA, que consiste no que será chamado aqui de “Feature Supression and Enhancement”, que consiste na supressão ou ênfase de uma determinada estrutura ou característica “A” através de uma reconstrução apropriada do cubo de dados. Nesse processo, primeiramente, deve-se definir para cada autovetor k o que pode ser chamado de fator característico $\Gamma_k(A)$:

$$\Gamma_k(A) = 1;0 \quad (3.37)$$

Esse fator deve assumir o valor 1 para que o autovetor em questão seja considerado no processo de reconstrução e deve assumir o valor 0 para que ele seja desconsiderado. Nesse processo, o cubo de dados reconstruído pode ser dado por

$$I'(A) = \sum_k [I'(k) \cdot \Gamma_k(A)] . \quad (3.38)$$

Esse método do “Feature Supression and Enhancement” também pode ser aplicado sem a construção dos cubos de dados $I'(k)$ para cada um dos autovetores k . Nesse caso, tem-se que

$$X'(A) = [E_\Gamma]^T \cdot T \quad (3.39)$$

onde E_Γ = matriz E que teve cada uma de suas linhas (que correspondem a cada um dos autovetores) multiplicadas pelos respectivos fatores característicos $\Gamma_k(A)$

A partir da matriz $X'(A)$ pode-se, evidentemente, obter o cubo de dados $I'(A)$. É importante lembrar que a estrutura “A” mencionada nas equações anteriores pode ser, por exemplo, uma estrela, um núcleo galáctico, a BLR (“Broad Line Region”) de um núcleo ativo e etc.

Existe uma outra estratégia, entretanto, para se fazer o “Feature Supression and Enhancement”. Ao invés de se adicionar, simplesmente, as intensidades dos autovetores (conforme foi feito na equação (3.38)), pode-se adicionar a intensidade de cada autovetor dividida pela sua variância. Nesse caso, o processo de “Feature Supression and Enhancement” pode ser dado pela expressão

$$W'(A) = [E_{\Gamma}]^T \cdot T_N, \quad (3.40)$$

sendo que T_N corresponde à matriz T com cada uma de suas linhas (que correspondem a cada um dos tomogramas) multiplicadas pelos respectivos fatores N_k , dados por

$$N_k = \frac{1}{(\Lambda_k)^{\frac{1}{2}} \cdot (n-1)}. \quad (3.41)$$

N_k corresponde a um fator de normalização construído de tal modo que a soma quadrática de todos os pixels espaciais de um tomograma multiplicado por ele é igual a 1. De maneira análoga ao que foi feito anteriormente, pode-se montar o cubo de dados $V'(A)$ a partir da matriz $W'(A)$. A grande diferença entre $I'(A)$ e $V'(A)$ é que o primeiro resulta de uma combinação de autovetores enfatizando a intensidade associada a cada autovetor, enquanto o segundo resulta de uma combinação que considera todos os autovetores com o mesmo peso. O cubo $V'(A)$, em geral, possui a grande vantagem de ressaltar muitas características que, muitas vezes, não são tão visíveis em $I'(A)$, entretanto, ele também pode acabar ressaltando o ruído existente em autovetores de ordem mais elevada, o que corresponde a uma desvantagem considerável.

No caso dos cubos de dados dos LINERs NGC 4736, NGC 404 e NGC 4579, a Tomografia PCA pôde ser aplicada no cubo obtido para cada objeto logo após o processo de deconvolução de Richardson-Lucy.

3.6 – Síntese espectral com o “Starlight”

O “Starlight” é um software que tem como função ajustar o espectro de um determinado objeto com um modelo formado pela soma de espectros de diferentes populações estelares (que constituem os espectros de base). Em outras palavras, o “Starlight” realiza uma síntese espectral a partir de um conjunto de espectros de base (que podem ser observados ou obtidos a partir de modelos teóricos) a fim de ajustar um dado espectro (para maiores detalhes ver Cid Fernandes et al (2005)).

Supondo-se que o número de espectros de base disponíveis para o ajuste com o “Starlight” seja igual a N_* , então, o modelo M_λ obtido por esse software pode ser dado por

$$M_\lambda = \sum_{j=1}^{N_*} L_{\lambda,j} = \sum_{j=1}^{N_*} L_{\lambda,j}^0 \otimes G(v_*, \sigma_*) \cdot 10^{-0.4A_{\lambda,j}} \quad (3.42)$$

onde $L_{\lambda,j}$ = espectro observado da população estelar j

$L_{\lambda,j}^0$ = espectro da população estelar j sem

nenhuma extinção ou efeito cinemático

$A_{\lambda,j}$ = extinção no comprimento de onda λ sofrido
pela população estelar j

$G(v_*, \sigma_*)$ = distribuição gaussiana centrada em v_*

e com dispersão de velocidades igual a σ_*

Na equação acima, o símbolo \otimes representa o processo de convolução. Entretanto, essa equação também pode ser escrita como

$$M_\lambda = \sum_{j=1}^{N_*} L_{\lambda_0,j}^0 b_{\lambda,j} \otimes G(v_*, \sigma_*) \cdot 10^{-0.4A_{\lambda,j}} \quad (3.43)$$

sendo que

$$b_{\lambda,j} = \left(\frac{L_{\lambda,j}^0}{L_{\lambda_0,j}^0} \right). \quad (3.44)$$

Nas equações acima, $L_{\lambda_0,j}^0$ corresponde à emissão da população estelar j no comprimento de onda λ_0 , assim, pode-se dizer que $b_{\lambda,j}$ corresponde ao espectro da população estelar j normalizado em λ_0 .

Em seguida, definindo-se o espectro base da população estelar j normalizado e convoluído com a distribuição gaussiana G como

$$\gamma_{\lambda,j} = b_{\lambda,j} \otimes G(v_*, \sigma_*) , \quad (3.45)$$

e tomando-se

$$A_\lambda = A_V q_\lambda , \quad (3.46)$$

tem-se que a equação (3.43) pode ser escrita como

$$M_\lambda = \sum_{j=1}^{N_*} \left[L_{\lambda_0,j}^0 \cdot 10^{-0.4 A_{V,j} q_{\lambda_0}} \right] \gamma_{j,\lambda} \cdot 10^{-0.4 A_{V,j} (q_\lambda - q_{\lambda_0})} . \quad (3.47)$$

Pela equação anterior, pode-se notar que o termo entre colchetes corresponde à emissão da população estelar j em λ_0 extinto por $A_{V,j}$ e antes da convolução com G . Definindo-se esse termo como

$$x_j = L_{\lambda_0,j}^0 \cdot 10^{-0.4 A_{V,j} q_{\lambda_0}} , \quad (3.48)$$

então, a equação final do modelo obtido pela síntese espectral feita pelo “Starlight” pode ser dada por

$$M_{\lambda} = \sum_{j=1}^{N_*} x_j \gamma_{j,\lambda} \cdot 10^{-0.4 A_{V,j}(q_{\lambda}-q_{\lambda_0})} . \quad (3.49)$$

Como todos os espectros de base são normalizados em λ_0 , pode-se dizer que, na prática, x_j corresponde aproximadamente à fração de luz em λ_0 devido à população j . Entretanto, esse valor não é exatamente uma fração de luz, pois, como o “Starlight” não impõe que o modelo e o espectro observado devam coincidir em λ_0 , em geral a soma dos x_j não será igual a 1 (100%).

Pode-se dizer que o software “Starlight”, ao final dos ajustes, tem como objetivo determinar os valores de x_j (ou seja, as frações de luz em λ_0 associadas a cada população estelar j), A_V , σ e v_* .

Para encontrar o modelo mais adequado para ajustar o espectro observado, o “Starlight” utiliza métodos numéricos (que não serão tratados em detalhe aqui) buscando determinar o menor valor de

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} [(O_{\lambda} - M_{\lambda}) w_{\lambda}]^2 . \quad (3.50)$$

Onde O_{λ} = espectro observado

$w_{\lambda} = 1/e_{\lambda}$, sendo que e_{λ} correspondem aos erros
associados ao espectro observado

No caso de o espectro observado não possuir erros associados aos diferentes comprimentos de onda, o “Starlight” define um com base no rms do espectro em um intervalo de comprimentos de onda determinado pelo usuário.

3.6.1 – Aplicação do “Starlight” em cubos de dados

Para se aplicar a síntese espectral do software “Starlight” em cubos de dados, foram necessárias algumas etapas de preparação preliminares. Primeiramente, foi feita uma correção da extinção galáctica em todos os espectros de cada cubo utilizando-se um programa escrito em linguagem IDL. Em seguida, todos esses espectros foram extraídos do cubo e corrigidos em

relação ao “redshift” (ou seja, os espectros foram passados para um referencial de repouso). Essa correção foi feita utilizando-se a tarefa dopcor do software IRAF. Finalmente, foi feita uma reamostragem dos espectros em intervalos de 1 \AA através da tarefa dispcor do software IRAF. Todas essas etapas são necessárias para que o programa “Starlight” possa funcionar corretamente.

As sínteses espectrais dos cubos de dados de NGC 4736, NGC 404 e NGC 4579 foram feitas utilizando-se espectros de base da MILES, “Medium resolution INT Library of Empirical Spectra” (Sánchez-Blázquez et al (2006)), envolvendo populações estelares de 25 idades e 6 metalicidades diferentes. A tabela a seguir mostra os valores das idades e metalicidades das populações estelares utilizadas nas sínteses espectrais dos cubos de dados.

| Idades (anos) | Metalicidades |
|----------------------|---------------|
| $1.00 \cdot 10^6$ | 0.0001 |
| $3.16 \cdot 10^6$ | 0.0004 |
| $5.01 \cdot 10^6$ | 0.004 |
| $6.61 \cdot 10^6$ | 0.008 |
| $8.71 \cdot 10^6$ | 0.02 |
| $1.00 \cdot 10^7$ | 0.05 |
| $1.45 \cdot 10^7$ | |
| $2.51 \cdot 10^7$ | |
| $4.00 \cdot 10^7$ | |
| $5.50 \cdot 10^7$ | |
| $1.02 \cdot 10^8$ | |
| $1.61 \cdot 10^8$ | |
| $2.86 \cdot 10^8$ | |
| $5.09 \cdot 10^8$ | |
| $9.05 \cdot 10^8$ | |
| $1.28 \cdot 10^9$ | |
| $1.43 \cdot 10^9$ | |
| $2.50 \cdot 10^9$ | |
| $4.25 \cdot 10^9$ | |
| $6.25 \cdot 10^9$ | |
| $7.50 \cdot 10^9$ | |
| $1.00 \cdot 10^{10}$ | |
| $1.30 \cdot 10^{10}$ | |
| $1.50 \cdot 10^{10}$ | |
| $1.80 \cdot 10^{10}$ | |

Tabela 3.1: Idades e metalicidades das populações estelares utilizadas nas sínteses espectrais dos cubos de dados de NGC 4736, NGC 404 e NGC 4579.

A partir dos resultados obtidos com as sínteses espectrais dos cubos de dados, foi possível fazer mapeamentos de uma série de parâmetros como: dispersão de velocidades, velocidade

radial das estrelas, fluxo emitido por cada população estelar e extinção. Além disso, a aplicação do “Starlight” também possibilitou a obtenção de contínuos estelares sintéticos, que foram subtraídos dos espectros originais, resultando em espectros contendo, apenas, linhas de emissão. Essa subtração permitiu, portanto, uma análise mais detalhada dessas linhas que, antes, estavam prejudicadas com a absorção estelar.

3.7 – Simulação com o software “Cloudy”

“Cloudy” é um software, desenvolvido por G. Ferland, que calcula o espectro emitido por um gás fora de equilíbrio, que é exposto (ou não) a uma fonte de radiação. Basicamente, o que esse programa faz é determinar o estado químico, térmico e de ionização do gás fora do equilíbrio e que está exposto a uma fonte de ionização (embora isso não seja exatamente necessário), e, com base nisso, é possível prever as características espectrais emitidas por esse gás.

O código assume que os processos atômicos tiveram tempo para se tornarem estacionários e a geometria utilizada é unidimensional.

As equações de equilíbrio estatístico, conservação da carga e conservação da energia são resolvidas pelo código, e, assim, é possível determinar o grau de ionização do gás, a densidade de partículas, a temperatura cinemática do gás e as populações dos níveis de energia dos átomos e íons. Todos esses parâmetros obtidos permitem, então, que o espectro resultante seja calculado.

No caso dos cubos de dados de NGC 4736, NGC 404 e NGC 4579, as simulações com o “Cloudy” foram feitas na tentativa de se reproduzir várias razões de linhas desses objetos, que foram calculadas após a subtração do contínuo estelar (isso porque a absorção estelar afetava consideravelmente os espectros, fazendo com que a medição de intensidades relativas não fosse muito confiável antes da subtração do espectro estelar). O principal objetivo da utilização do “Cloudy” nos espectros desses objetos foi determinar a fonte de ionização mais provável existente em cada um deles.

4 – NGC 4736 (M94)

4.1 – Introdução

NGC 4736 é uma galáxia próxima do tipo SA(r)ab, que contém dois anéis em sua estrutura. Esse objeto já é conhecido há muito tempo por apresentar fortes linhas de emissão de [O II] e [N II] (Humason, Mavall & Sandage (1956)) e foi incluído, inclusive, na primeira lista de LINERs identificados por Heckman (1980). O seu espectro óptico apresenta fortes linhas de absorção de Balmer (o que torna difícil o cálculo de razões de linhas de emissão e, conseqüentemente, a sua classificação como LINER ou Seyfert), entretanto, após uma subtração do contínuo estelar, esse objeto pôde ser classificado como LINER tipo 2 (Keel (1983); Filippenko & Sargent (1985)), ou seja, não possui linhas com asas largas.

Essa galáxia apresenta um anel externo com raio de 330'' assim como um anel interno formado por regiões H II com um raio de 50'' (o que equivale a cerca de 0.7 kpc), que apresenta forte formação estelar. Além disso, esse objeto também possui arcos avermelhados a uma distância de cerca de 15'' (o que equivale a 0.2 kpc) do núcleo e uma região nuclear de alto brilho superficial, com emissão considerável no infravermelho longínquo. As figuras a seguir revelam algumas das estruturas mais notáveis dessa galáxia.

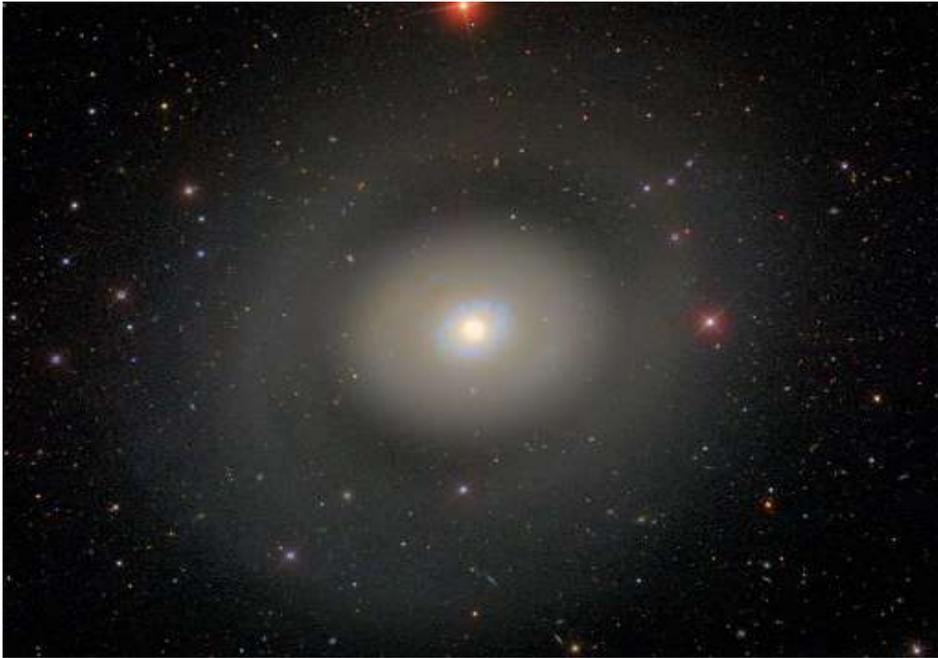


Figura 4.1: Imagem da galáxia NGC 4736 obtida a partir do SDSS. A dimensão horizontal é de 22'. A orientação é norte para cima e leste para esquerda.

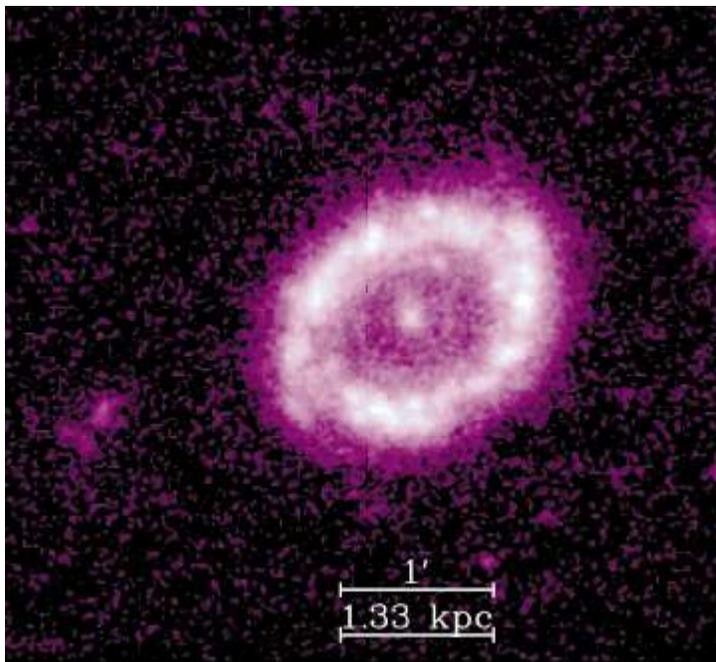


Figura 4.2: Imagem ultravioleta da região central de NGC 4736, obtida a partir do trabalho de Waller et al (2001). A orientação é norte para cima e leste para esquerda.

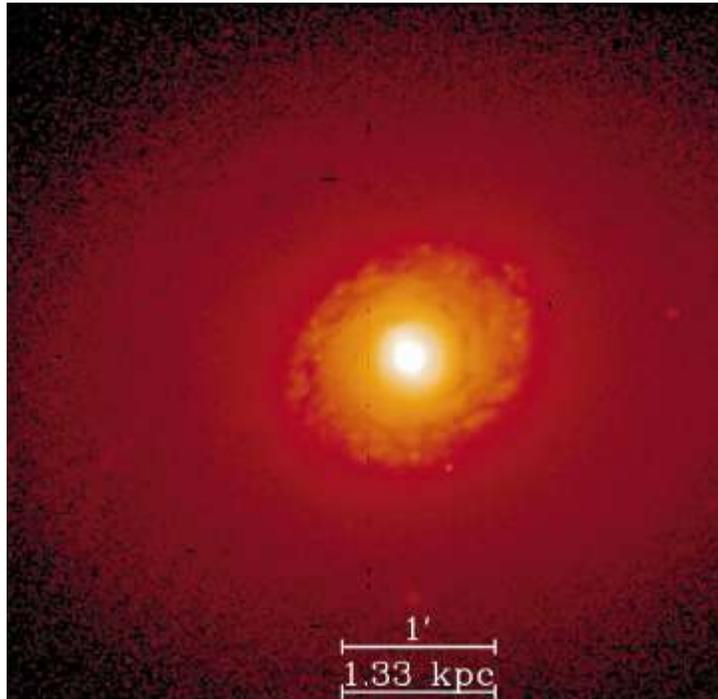


Figura 4.3: Imagem na banda R da região central de NGC 4736, obtida a partir do trabalho de Waller et al (2001), mostrando a estrutura do disco central. A orientação é norte para cima e leste para esquerda.

A figura 4.1 acima mostra o anel externo e, também, o anel interno (em azul) de NGC 4736. Na figura 4.2, pode-se visualizar com maiores detalhes esse anel interno e, na figura 4.3, observa-se a forte emissão infravermelha proveniente do bojo dessa galáxia.

NGC 4736 possui uma mini-barra formada tanto por estrelas (Möllenhoff et al (1995)), quanto por gás (Sakamoto et al (1996); Wong & Blitz (2000)). Essa estrutura possui uma dimensão de 30" x 14" e um "position angle" (PA) igual a 28°. A figura a seguir, obtida a partir do trabalho de Möllenhoff et al (1995), revela a existência da mini-barra em NGC 4736.



Figura 4.4: Imagem na banda I da região central de NGC 4736, obtida a partir do trabalho de Möllenhoff et al (1995), mostrando a existência de uma minibarra central com $PA=28$ graus. O campo possui $78'' \times 78''$ e a orientação é norte para cima e leste para esquerda.

A figura acima mostra claramente várias isofotas na região central de NGC 4736, e as deformações nessas estruturas próximo ao núcleo (que podem ser facilmente visualizadas nessa imagem) são causadas pela mini-barra existente.

Essa galáxia também apresenta uma fonte de rádio extensa (com um tamanho de cerca de $5''$, o que equivale a 100 pc) centrada no núcleo (Kinney et al (1993); Smith et al (1994)). Medições feitas com o “Very Large Array” (VLA), com resolução de $0.15''$, revelam uma fonte nuclear emitindo um fluxo de 1.7 mJy em um comprimento de onda de 2 cm. (Nagar et al (2005)). Além disso, Körding et al (2005) mostram que essa fonte nuclear pode ser resolvida em duas componentes distintas, separadas por uma distância de $0.99''$ e apresentando um PA igual a -49° . É possível que essa estrutura dupla da fonte nuclear seja um indício da atividade de jatos, por exemplo. A figura a seguir (obtida a partir do trabalho de Körding et al (2005)) mostra as duas componentes da fonte em rádio nuclear de NGC 4736.

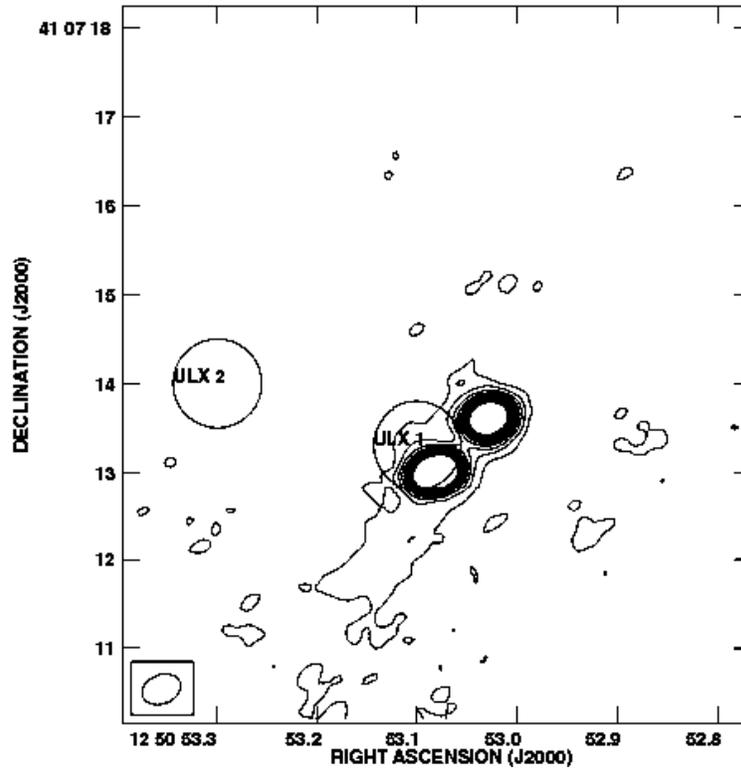


Figura 4.5: Imagem do trabalho de K rding et al. (2005) da região central de NGC 4736. A orienta o   norte para cima e leste para esquerda.

As observa es em ultravioleta dessa galáxia feitas com o “Hubble Space Telescope” (HST) (Maoz et al (1995); (1996); (2005)) revelam que o núcleo apresenta duas fontes compactas, com intensidades aproximadamente iguais, separadas por uma distância projetada de $2.5''$ (o que equivale a cerca de 60 pc). A orienta o desse par de fontes   dada por $PA = -3^\circ$. A imagem a seguir, obtida com o HST, revela a presença dessas duas fontes nucleares compactas. A distância de NGC 4736   de cerca de 4.9 Mpc (Tonry et al (2001) e Karachentsev et al (2003)).

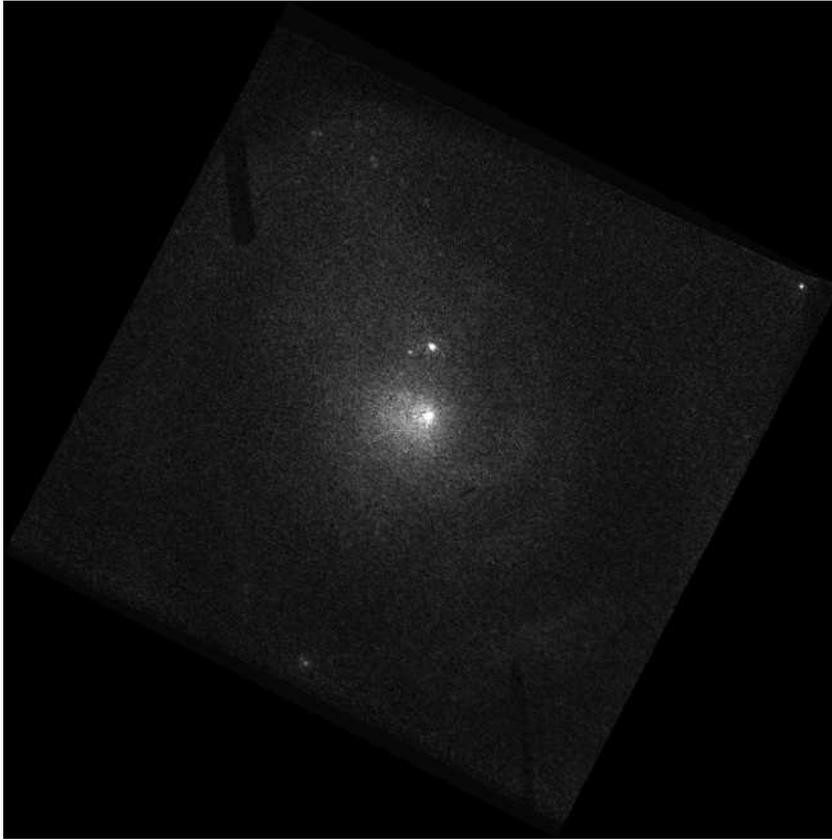


Figura 4.6: Imagem na banda F220W (centrada em 2300Å) da galáxia NGC 4736 obtida com o HST. O campo possui 0.4' x 0.4' e a orientação é norte para cima e leste para esquerda.

Nesse objeto também foram observados três grandes “arcos” concêntricos com raios, aproximadamente, iguais a 2”, 4” e 6”, o que pode sugerir, por exemplo, a presença de ondas de choque. Maoz et al (1995) propuseram que essas estruturas indicam que esse sistema encontra-se no estágio final de um “merger”. Possivelmente, esse evento tenha, inclusive, originado um “starburst” no passado e as peculiares estruturas morfológicas e cinemáticas observadas nesse objeto.

Observações feitas com os satélites ROSAT e ASCA mostraram que a fonte em raios-x dessa galáxia pode ser espacialmente resolvida em uma componente estendendo-se até um raio de cerca de 3 kpc e mais uma fonte puntual. O espectro de raios-x duros (>2 keV) possui a forma de uma lei de potência com índice espectral igual a -1.7 e luminosidade $L=4 \cdot 10^{39}$ erg/s. Em energias mais baixas, por outro lado, a emissão é dominada por fontes térmicas (Roberts et al (1999)). Uma possível explicação para o espectro de raios-x duros é que ele seja originado por um AGN de baixa luminosidade. Entretanto, um modelo que atribui essa emissão de raios-x

duros a fontes associadas a estrelas binárias também não pode ser descartado, já que Eracleous et al (2002) revelaram, utilizando observações feitas com o telescópio Chandra, a existência de um número considerável de fontes pontuais de raios-x duros na região central dessa galáxia. Nesse trabalho, eles detectaram uma fonte nuclear não resolvível com uma luminosidade de $5.9 \cdot 10^{38}$ erg/s (na faixa de 0.5-8 keV) e, também, 39 outras fontes, possivelmente associadas a estrelas binárias ou remanescentes de supernovas. A figura a seguir (obtida a partir do trabalho de Eracleous et al (2002)) mostra as fontes de raios-x detectadas pelo Chandra na região central de NGC 4736.

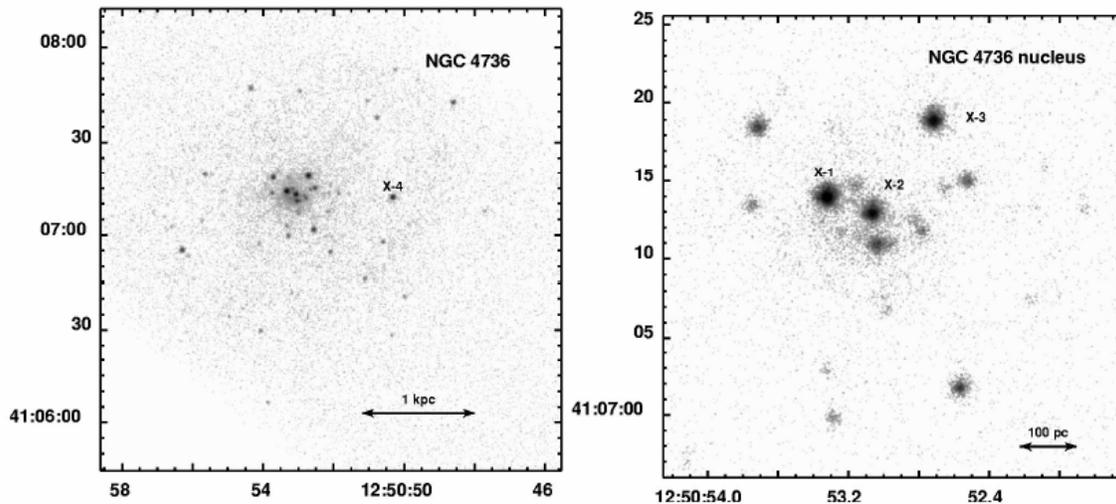


Figura 4.7: Imagem do trabalho de Eracleous et al (2002) da região central de NGC 4736 obtida com o telescópio Chandra na região espectral de raios-x duros (2-10 keV). A orientação é norte para cima e leste para esquerda.

A figura acima mostra a existência de uma grande quantidade de fontes discretas de raios-x nessa galáxia, com uma concentração ao redor do núcleo. A emissão somada de todas essas fontes corresponde à maior parte do fluxo observado de raios-x desse objeto.

4.2 – Preparação do cubo de dados de NGC 4736

A redução dos dados das três integrações da região nuclear da galáxia NGC 4736, obtidas com o IFU do GMOS do telescópio Gemini Norte, foi feita em ambiente IRAF com o pacote de tarefas Gemini, conforme descrito em 3.2. Entretanto, nesse caso, não foi aplicada a subtração do

céu, porque, como se trata de um objeto bastante extenso (por estar bem próximo), o campo de observação do céu do IFU ficou sobre o próprio disco da galáxia. Dessa forma, se a subtração do céu tivesse sido aplicada, parte da emissão da galáxia também teria sido subtraída.

Após o processo de redução, foi realizada a correção da refração atmosférica em cada um dos três cubos de dados, que, sem seguida, foram combinados (na forma de média). Finalmente, foi aplicada a deconvolução de Richardson-Lucy sobre o cubo resultante, utilizando seis iterações e uma PSF variável calculada através da fórmula (3.20). Nesse caso, foram utilizados os valores $(FWHM)_A=0.55''$ para o azul, e $(FWHM)_V=0.47''$ para o vermelho, que foram obtidos a partir do cubo de dados da estrela padrão Feige 34, utilizada para a calibração em fluxo. As figuras a seguir mostram a soma de todas as imagens (correspondentes a cada um dos comprimentos de onda) do cubo de dados final obtido de NGC 4736, assim como o seu espectro médio.

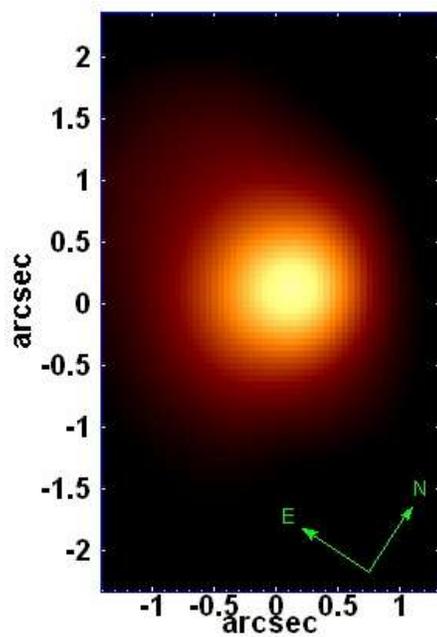


Figura 4.8: Soma de todas as imagens do cubo de dados obtido de NGC 4736.

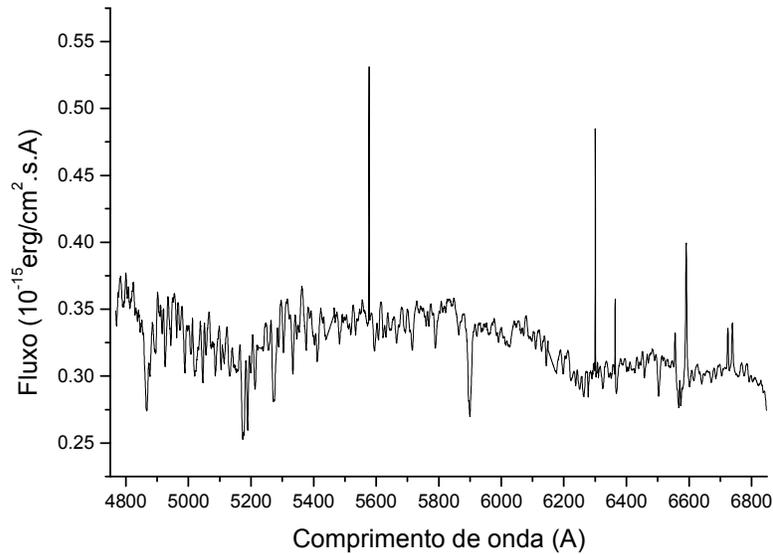


Figura 4.9: Espectro médio do cubo de dados obtido de NGC 4736.

4.3 – Aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar

Após toda a preparação descrita na seção anterior, aplicou-se o processo da Tomografia PCA sobre o cubo de dados resultante, conforme foi descrito na seção 3.5. Nessa primeira análise não foi feito nenhum tipo de subtração do contínuo estelar. Os auto-espectros e respectivos tomogramas mais relevantes obtidos encontram-se a seguir.

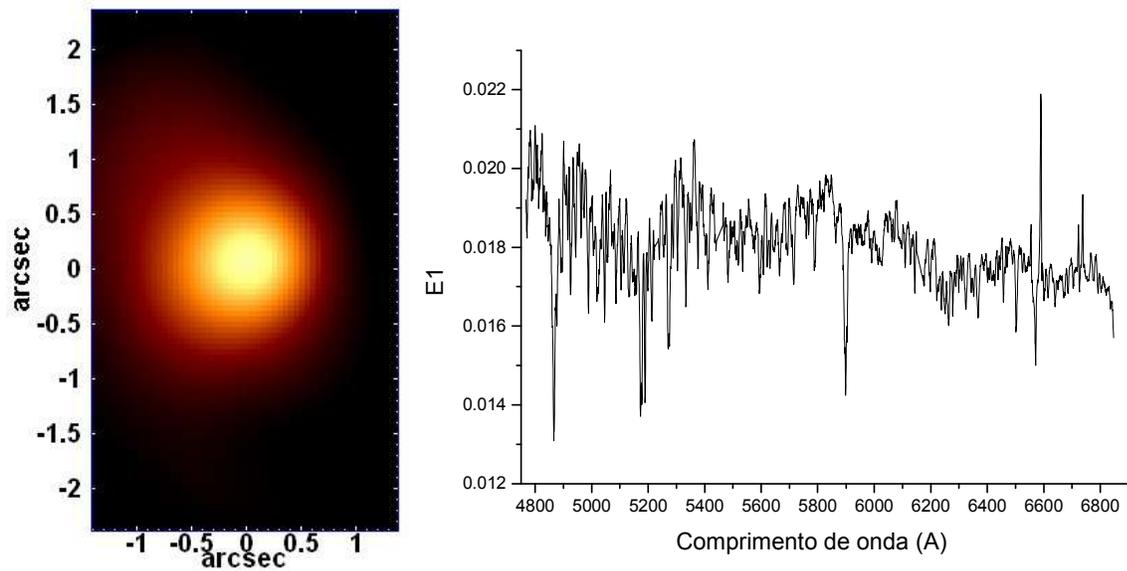


Figura 4.10: Auto-espectro E1 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar.

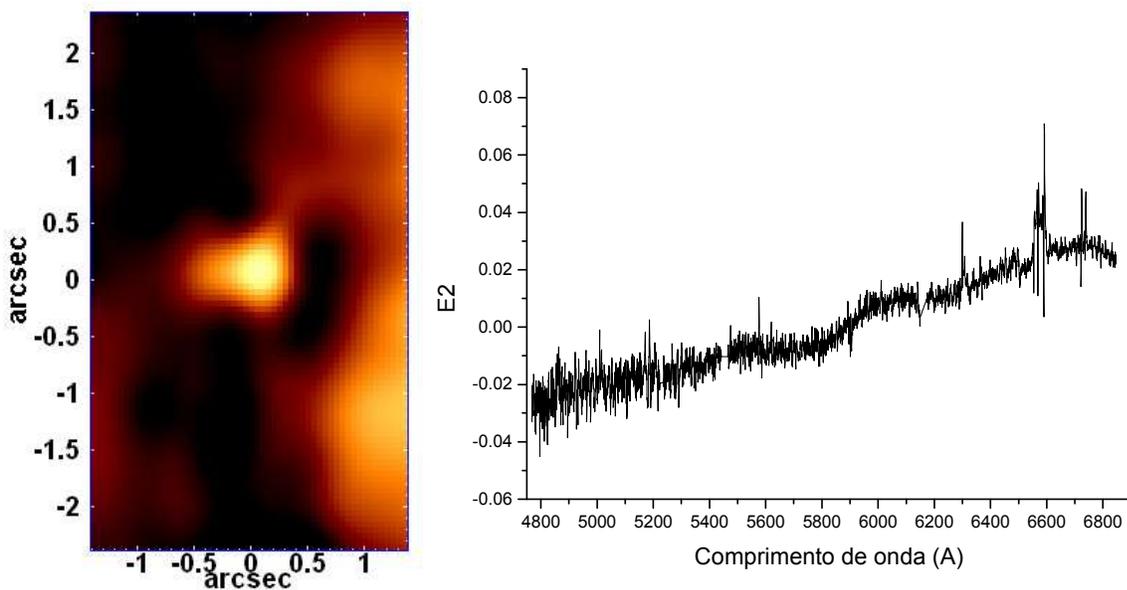


Figura 4.11: Auto-espectro E2 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar.

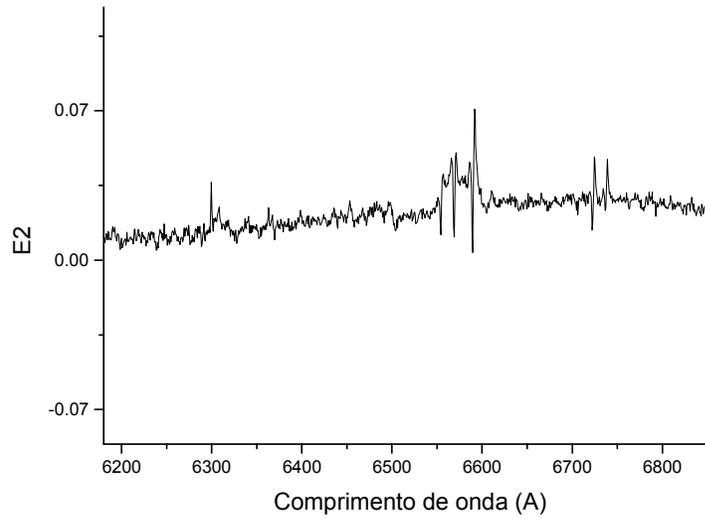


Figura 4.12: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E2, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar.

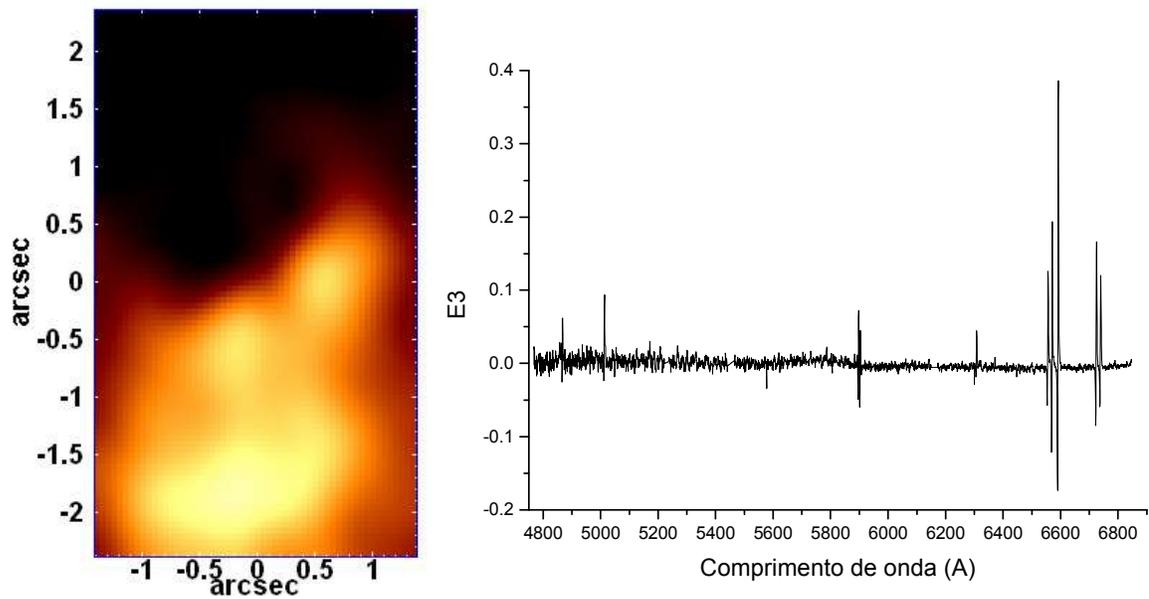


Figura 4.13: Auto-espectro E3 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar.

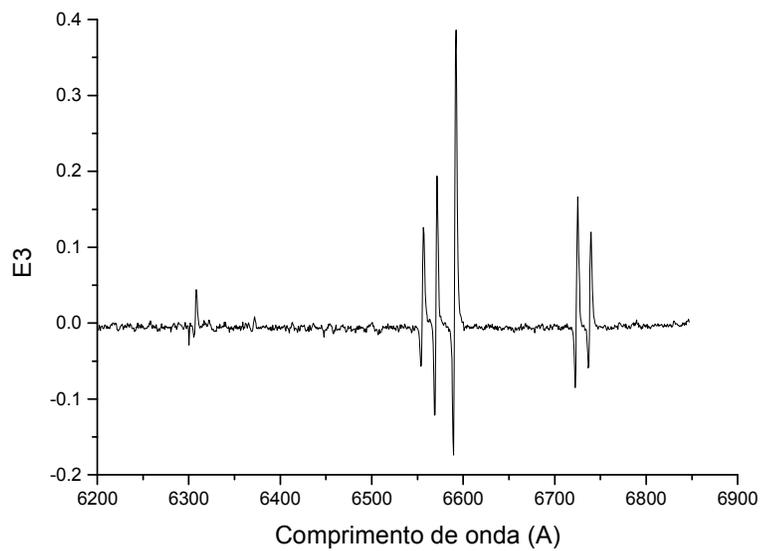


Figura 4.14: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E3, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar.

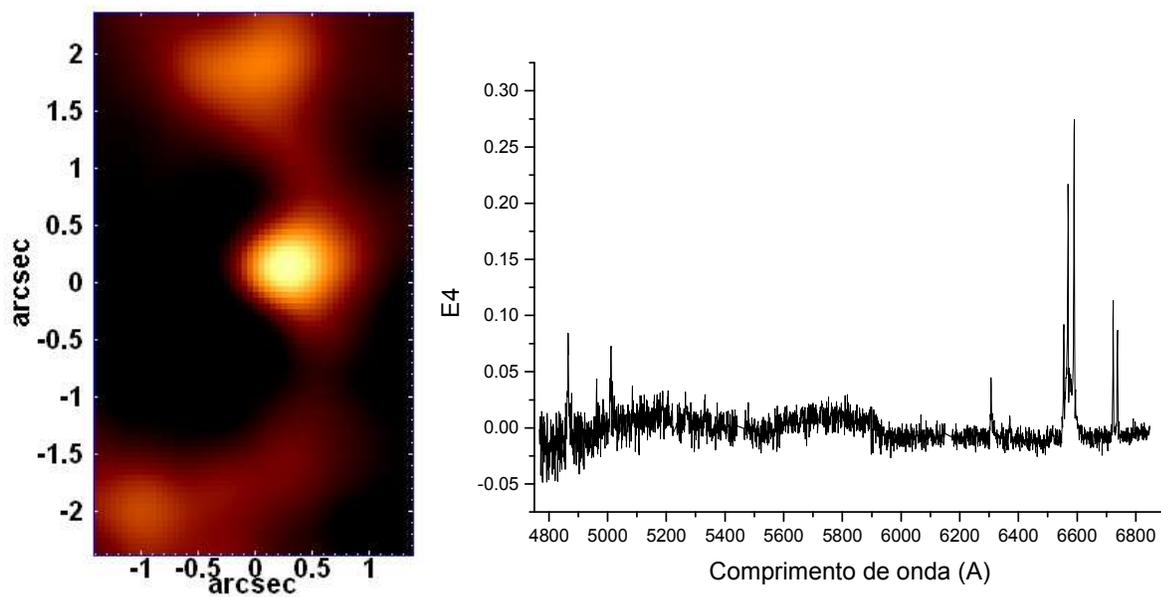


Figura 4.15: Auto-espectro E4 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar.

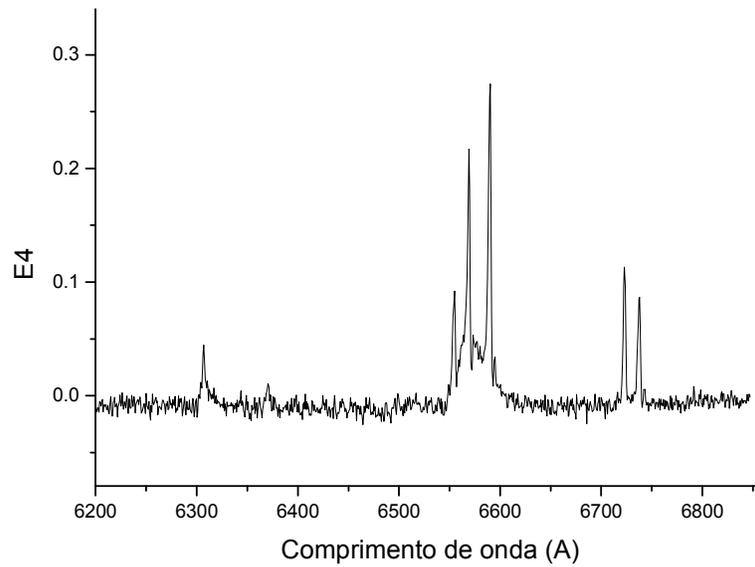


Figura 4.16: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E4, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar.

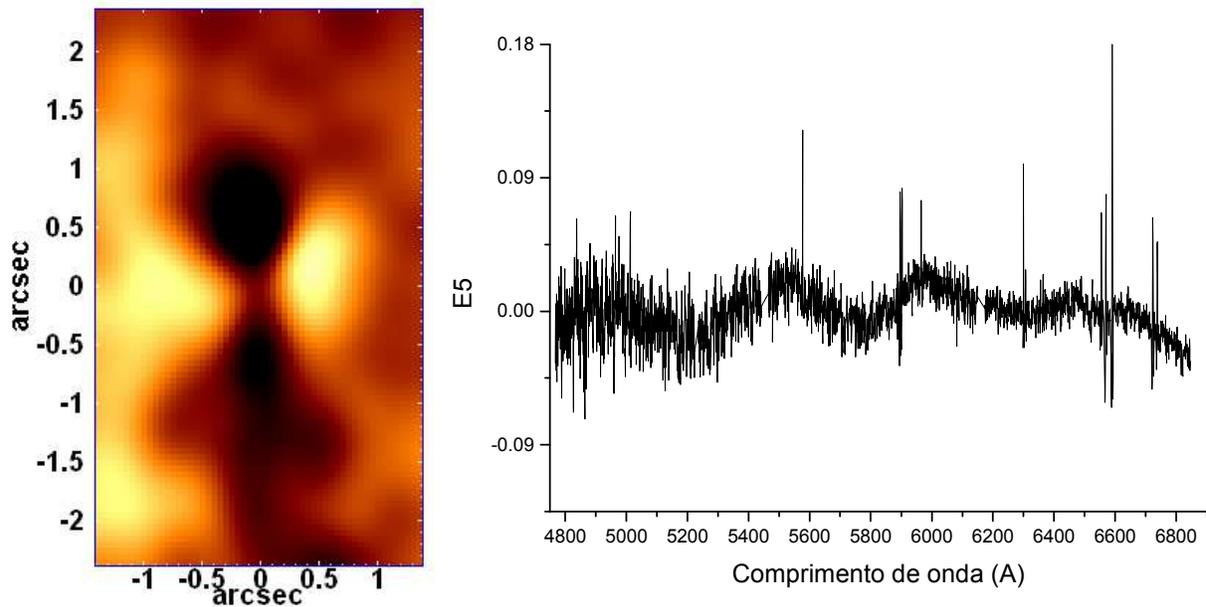


Figura 4.17: Auto-espectro E5 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar.

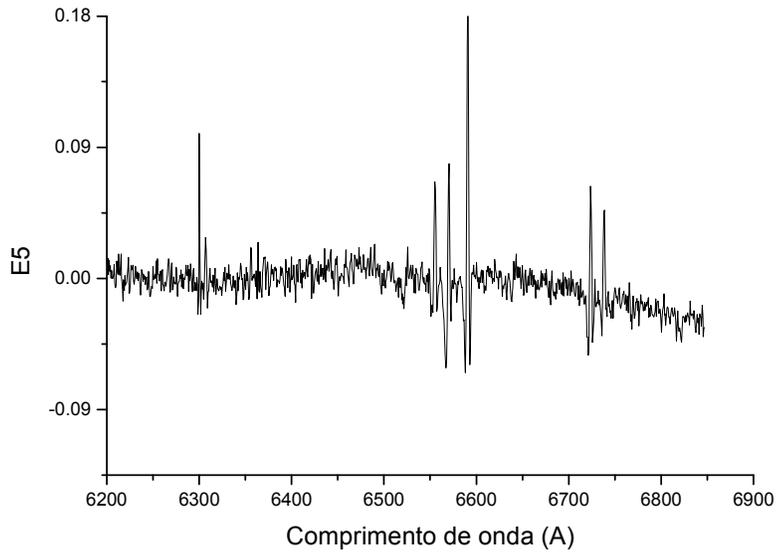


Figura 4.18: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E5, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar.

| Autovetor (%) | Variância explicada (%) |
|---------------|-------------------------|
| E1 | 99.6936 |
| E2 | 0.0745 |
| E3 | 0.0274 |
| E4 | 0.0116 |
| E5 | 0.0067 |

Tabela 4.1: Autovalores obtidos com o Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar.

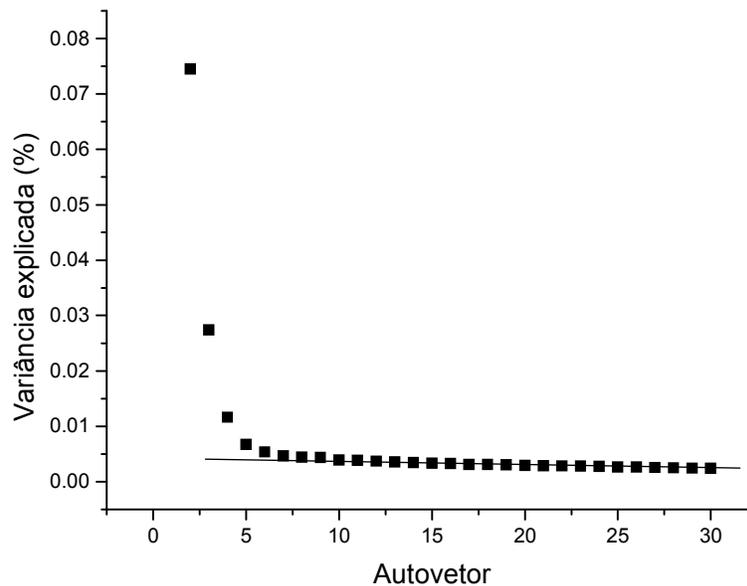


Figura 4.19: “Scree test” dos autovetores obtidos com a Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar.

Observando-se a figura 4.10, pode-se notar que o auto-espectro E1 e o tomograma correspondente se assemelham bastante ao espectro médio e à soma de todas as imagens do cubo de dados, respectivamente. Isso está de acordo com o esperado, já que o autovetor E1 explica a grande maior parte da variância existente (99.6936 %). Uma diferença entre o auto-espectro E1 e o espectro médio do cubo de dados é o fato de que as linhas de emissão do céu [O I] $\lambda 5577$, [O I] $\lambda 6300$ e [O I] $\lambda 6363$ estão ausentes no primeiro, mas são visíveis no segundo. Isso mostra que a subtração do espectro médio (que é uma das etapas preliminares da aplicação da Tomografia PCA, conforme mencionado na seção 3.5) é um método eficaz para eliminar a emissão de céu, já que a aplicação do PCA no cubo de dados após essa subtração não revela nenhum indício da existência de linhas de emissão do céu. Entretanto, como se trata da média de todos os espectros do cubo de dados original, a sua subtração remove muito mais detalhes do que apenas a emissão do céu (um exemplo disso é que o cubo de dados perde a calibração em fluxo após a subtração do espectro médio). É importante lembrar que as linhas de céu mencionadas somente estão presentes no cubo de dados original porque o processo de redução não incluiu a subtração do céu, conforme foi mencionado anteriormente. A figura 4.11 mostra que o auto-espectro E2 apresenta uma correlação com a região espectral vermelha e uma anti-correlação com a região azul, o que pode ser um efeito da PSF variável que não foi totalmente eliminado com a

deconvolução de Richardson-Lucy. Além disso, o auto-espectro E2 também parece revelar a existência de um AGN nesse objeto, já que é possível notar uma estrutura indicando um alargamento das linhas na região próxima a $H\alpha$, o que é característico de um AGN. A ampliação mostrada na figura 4.12 parece conter um indício de asas largas de $H\alpha$, o que pode indicar que se trate de um AGN tipo 1. O autovetor E2 explica uma fração muito menor da variância (0.0745%) do que E1. A análise da figura 4.13, por sua vez, mostra que o auto-espectro E3 apresenta correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas vermelhas das linhas de emissão e anti-correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas azuis (o que pode ser melhor observado na ampliação mostrada na figura 4.14). Isso mostra que E3 provavelmente é um indicador da existência de uma rotação do gás na região central dessa galáxia. Nesse caso, o tomograma mostrado na figura 4.13 corresponde a um mapa de rotação, sendo que as áreas brilhantes da imagem (correlações positivas com o autovetor) apresentam uma componente radial da velocidade no sentido oposto ao observador e as áreas escuras (correlações negativas com o autovetor) possuem uma componente no sentido do observador. Esse autovetor explica cerca de 0.0274% da variância. Na figura 4.15, observa-se que o auto-espectro E4 apresenta correlações que também parecem indicar a presença de um AGN (mas com muito mais clareza do que no caso do auto-espectro E2). Esse AGN estaria localizado na região mais clara do tomograma correspondente. A ampliação mostrada na figura 4.16 revela (novamente, de forma mais clara do que a figura 4.12) o que parece ser um indício de asas largas de $H\alpha$, que, por sua vez, mostrariam que se trata de um AGN tipo 1. A baixa variância explicada por esse autovetor (0.0116%) justifica porque um AGN nunca antes havia sido detectado nessa galáxia. Finalmente, a figura 4.17 e a ampliação mostrada na figura 4.18 mostram que o auto-espectro E5 está relacionado com a emissão de linhas estreitas, possivelmente provenientes da “Narrow Line Region” (NLR) do AGN existente. Além disso, esse auto-espectro também apresenta anti-correlações com as asas azuis e vermelhas das linhas de emissão e correlações com as regiões centrais das mesmas, o que parece indicar a presença de um movimento expansivo do gás. A variância explicada por esse autovetor (0.0067%) é consideravelmente baixa e ele já apresenta uma razão sinal/ruído bem menor do que os anteriores.

O “scree test” mostrado na figura 4.19 revela que os valores das variâncias explicadas pelos autovetores de ordem maior do que E5 se tornam praticamente constantes, o que indica que eles representam, sobretudo, ruído e não têm grande relevância na análise.

Por tudo o que foi dito até aqui, pode-se concluir que essa análise com a Tomografia PCA mostrou a existência de um possível AGN de tipo 1 nessa galáxia. O fato de esse AGN ser revelado por autovetores que explicam frações pequenas da variância indica que ele é bastante fraco e, por isso mesmo, jamais havia sido detectado anteriormente. A análise também permitiu identificar, na região central da galáxia, uma rotação do gás, cujo mapa está mostrado no tomograma da figura 4.13.

É importante mencionar que os auto-espectros mostrados nas figuras não correspondem a espectros reais, mas indicam, apenas, correlações e anti-correlações com as variáveis originais (nesse caso, os valores de comprimento de onda). Dessa forma, as estruturas espectrais visíveis neles não são exatamente linhas de emissão ou absorção, mas sim correlações ou anti-correlações com determinados comprimentos de onda. Entretanto, essas estruturas representam, conforme se pôde notar nas figuras anteriores, indicativos da existência de linhas de emissão nos espectros reais.

4.4 – Síntese espectral do cubo de dados de NGC 4736 com o “Starlight”

Depois da análise inicial com a Tomografia PCA, foi feita uma síntese espectral no cubo de dados de NGC 4736 com o software “Starlight”. Antes disso, entretanto, foi necessário realizar toda a preparação dos espectros descrita na seção 3.6. Nesse caso, a correção do “redshift” foi feita adotando-se o valor $z=0.001$, ao passo que a correção do avermelhamento da Galáxia foi feita tomando-se $A_V=0.059$. A partir dos resultados obtidos, foi possível fazer mapeamentos de uma série de parâmetros.

4.4.1 – Qualidade dos ajustes

Conforme já foi mencionado na seção 3.6, a qualidade dos ajustes feitos pelo “Starlight” pode ser avaliada através do cálculo do χ^2 , que é dado pela expressão (3.50). O mapeamento dos

valores dessa grandeza obtidos com a aplicação do “Starlight” no cubo de dados de NGC 4736 encontra-se a seguir.

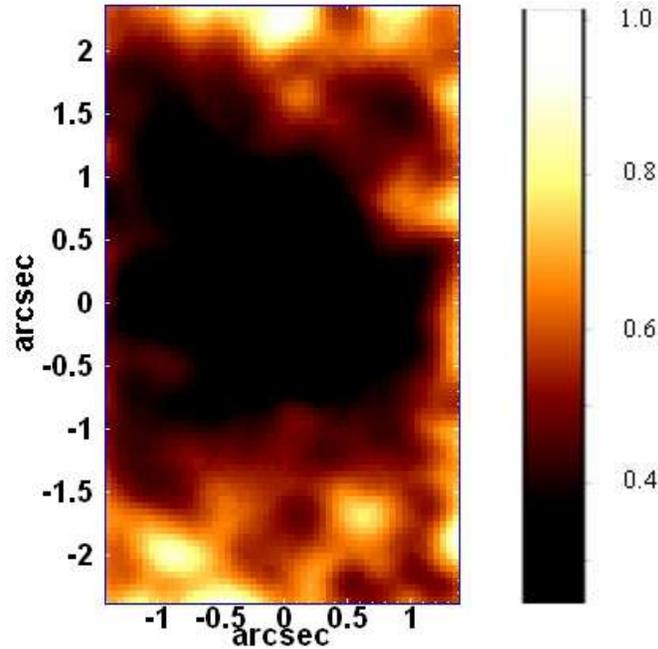


Figura 4.20: Mapeamento dos valores de χ^2 dos ajustes obtidos pelo “Starlight” para os espectros do cubo de dados de NGC 4736.

A figura 4.20 mostra que os melhores ajustes feitos pelo “Starlight” foram obtidos na região mais próxima ao centro do campo visual do IFU, já que foi nessa área que o χ^2 assumiu os menores valores (cerca de 0.26). Entretanto, mesmo nas regiões mais periféricas do campo visual do IFU, os valores do χ^2 chegaram, no máximo, a aproximadamente 1.0, o que mostra que a qualidade dos ajustes feitos pelo “Starlight” aos espectros do cubo de dados de NGC 4736 pode ser considerada bastante satisfatória em todas as regiões espaciais do campo do IFU.

4.4.2 – Parâmetros cinemáticos

Na seção 3.6, também foi mencionado que um dos objetivos do “Starlight” consiste na determinação dos parâmetros cinemáticos v_* e σ_* , que correspondem, respectivamente, à velocidade radial estelar e à dispersão de velocidades. Esses parâmetros compõem a distribuição gaussiana $G(v_*, \sigma_*)$, mencionada na seção 3.6. Os mapeamentos dessas duas grandezas cinemáticas obtidas com os ajustes encontram-se a seguir.

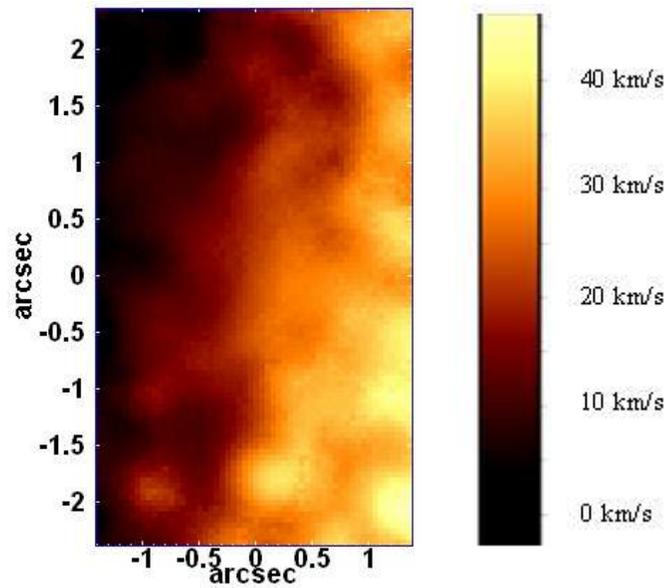


Figura 4.21: Mapeamento dos valores da velocidade radial estelar obtidos a partir da síntese espectral do cubo de dados de NGC 4736 feita com o “Starlight”.

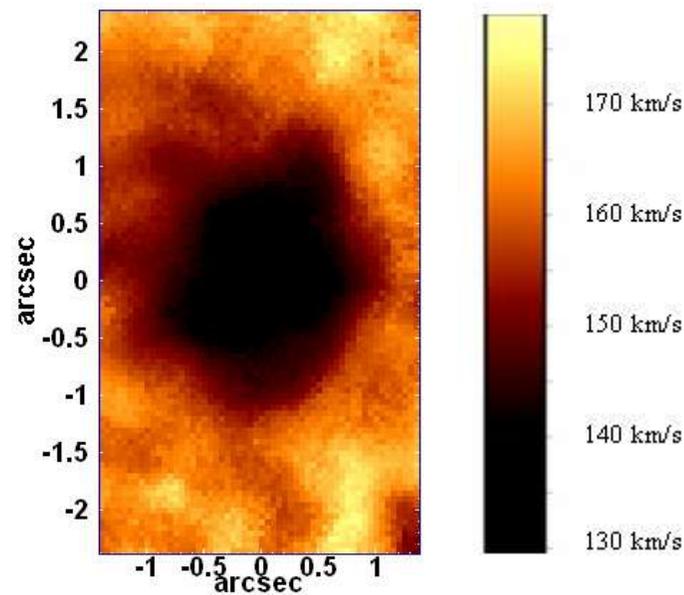


Figura 4.22: Mapeamento dos valores da dispersão de velocidades obtidos a partir da síntese espectral do cubo de dados de NGC 4736 feita com o “Starlight”.

Como os pixels mais brilhantes da figura 4.21 correspondem a maiores valores de velocidade radial das estrelas e os mais escuros a menores valores (inclusive negativos), conclui-se que as regiões mais claras da figura 4.21 possuem uma velocidade radial com o sentido oposto ao observador e as regiões mais escuras apresentam uma velocidade radial no sentido do

observador. Além disso, observando-se a figura 4.21 pode-se notar, também, que a imagem apresenta, claramente, o aspecto de um mapa de rotação, sendo que o eixo de rotação das estrelas nessa galáxia é quase vertical, diferindo, portanto, do eixo de rotação do gás, que pode ser observado no tomograma correspondente ao autovetor E3 mostrado na figura 4.13.

A figura 4.22, por sua vez, mostra que há uma diminuição considerável dos valores da dispersão de velocidades na área escura da imagem, o que será chamado daqui para frente de “sigma drop”. Para se ter uma visualização diferente desse fenômeno, construiu-se um gráfico que relaciona os valores da dispersão de velocidades com as respectivas distâncias em relação ao centro do “sigma drop”. O gráfico em questão encontra-se a seguir.

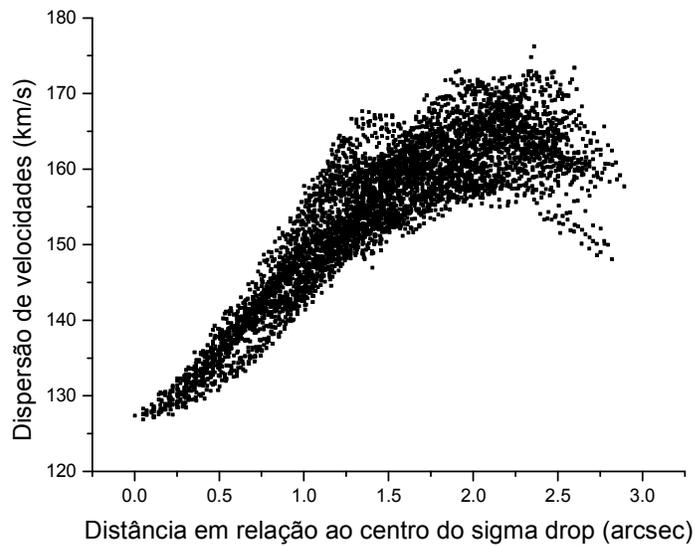


Figura 4.23: Gráfico dos valores da dispersão de velocidades em função das respectivas distâncias em relação ao centro do “sigma drop”.

A região onde ocorre essa diminuição corresponde à área onde se localiza o AGN existente nessa galáxia. Isso pode ser verificado através das figuras a seguir.

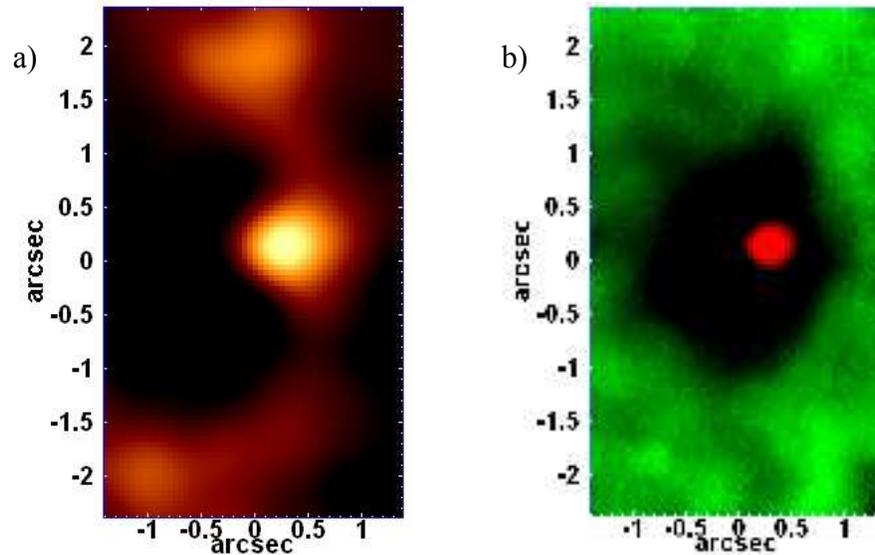


Figura 4.24: a) tomograma correspondente ao autovetor E3 (indicando a posição do AGN existente) obtido a partir do PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar; b) sobreposição da região central do AGN (em vermelho) e da imagem indicativa do “sigma-drop” (em verde).

Analisando-se a figura 4.24, pode-se notar que o AGN existente na galáxia NGC 4736 localiza-se, de fato, na região do “sigma drop”, o que não está de acordo com o esperado. Uma possível explicação para esse fenômeno é a seguinte: o fato de o AGN visível na imagem “a” da figura 4.24 estar deslocado em relação ao centro do bojo da galáxia (o que pode ser notado observando-se a figura 4.25 a seguir) é um possível indício de que ele esteja em movimento na região central dessa galáxia, o que, por sua vez, pode significar que esse sistema não se encontra virializado (talvez devido à ocorrência de um “merger” no passado). Esse movimento do buraco negro central desse AGN (juntamente com a população estelar próxima) através da região central da galáxia pode fazer com que algumas estrelas sejam removidas da área de influência do AGN (devido a interações com outras estrelas, por exemplo). Nesse processo, as estrelas menos massivas (e com maiores valores de dispersão de velocidades) tendem a ser removidas mais facilmente do que as mais massivas (e com menores valores de dispersão de velocidades), logo, as estrelas que tendem a permanecer na região de influência do buraco negro central são as mais massivas e com menores valores de dispersão de velocidades, o que dá origem ao “sigma drop”. É possível, entretanto, que existam outros modelos capazes de explicar a presença do “sigma drop” observado.

É importante mencionar que existem outros indícios que mostram que o buraco negro central do AGN existente nessa galáxia está em movimento. Um deles é o fato de que o bojo desse objeto apresenta uma forma similar à de um cometa (isso pode ser notado na figura 4.8). Essa forma cometária pode ser devida a um efeito de maré gerado pela interação do buraco negro central do AGN (em movimento) com as estrelas presentes na região.

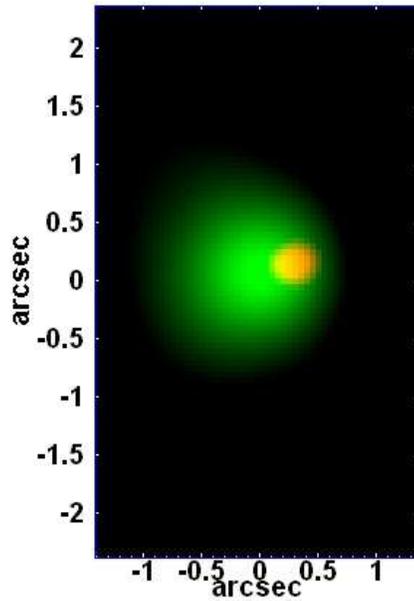
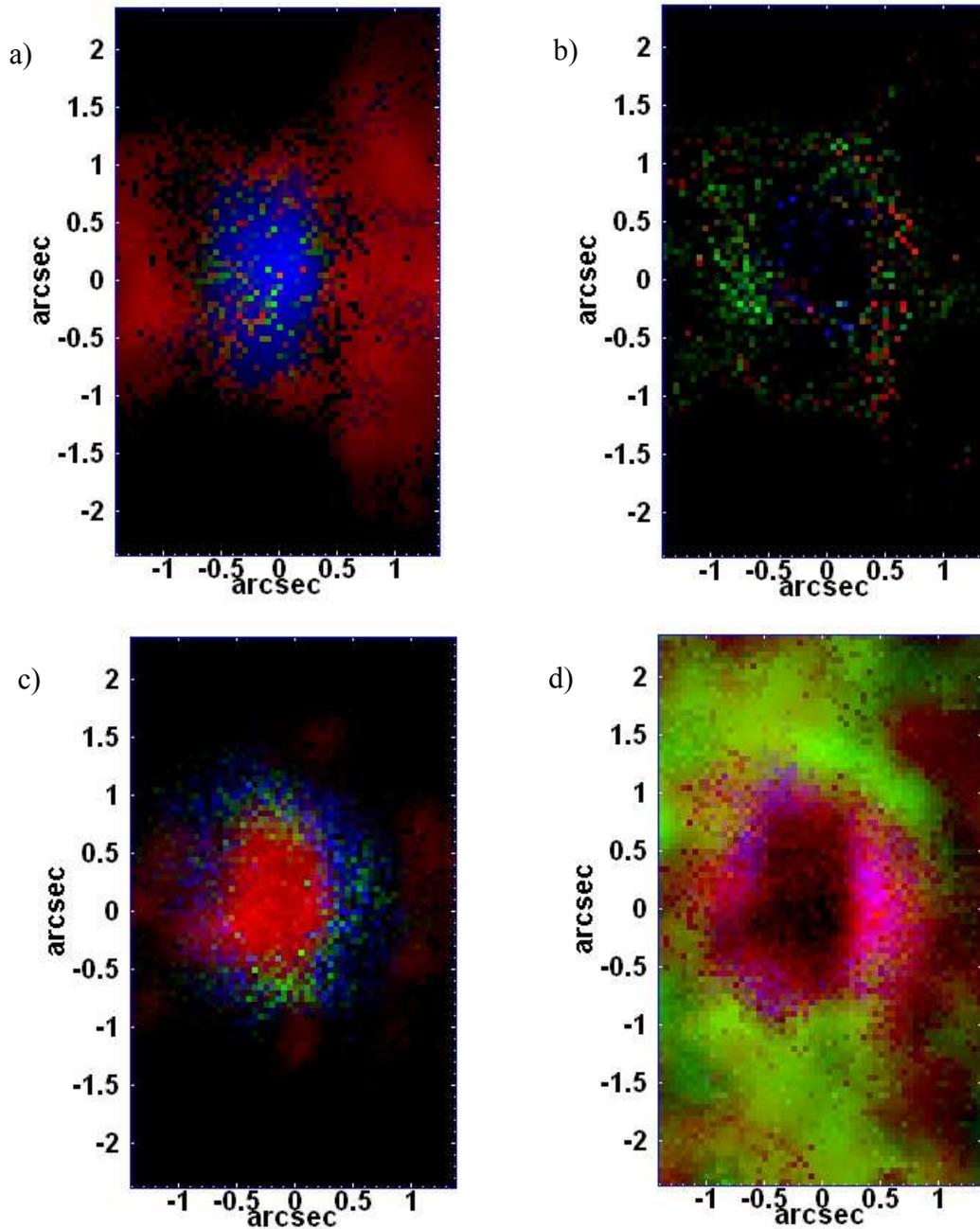


Figura 4.25: Sobreposição do tomograma correspondente ao autovetor E1 (em verde), representativo do bojo da galáxia, e do tomograma correspondente ao autovetor E4 (em vermelho), representativo do AGN existente. Pode-se notar o deslocamento existente entre o AGN e o centro do bojo do objeto.

4.4.3 – Populações estelares

Outro parâmetro também fornecido pelo “Starlight” é o valor de x_j , que, conforme mencionado na seção 3.6, representa a fração de luz em λ_0 devida à população estelar j . Assim, foi possível construir o mapeamento dos valores de x_j para cada uma das 150 populações estelares utilizadas para obter o ajuste (tabela 3.1). Entretanto, para facilitar a análise, foi preciso converter esses mapeamentos de fração de fluxo em mapeamentos de fluxo total emitido por cada população estelar. Para isso, procedeu-se da seguinte maneira: em primeiro lugar consideraram-se os valores de x_j como representativos da fração do fluxo total devido a cada população estelar (e não apenas a fração do fluxo em λ_0). Construiu-se, então, um cubo de dados com os espectros

estelares sintéticos fornecidos pelo “Starlight”. Em seguida, integrou-se todo esse cubo de dados de maneira a obter uma imagem representativa do fluxo estelar total emitido. Finalmente, multiplicou-se cada uma das imagens representativas dos valores de x_j (que, conforme a suposição anterior, representam a fração do fluxo total devido a cada população estelar) por essa imagem correspondente ao fluxo estelar total, obtendo-se, assim, mapeamentos do fluxo emitido por cada uma das 150 populações estelares consideradas no ajuste. Essas imagens foram combinadas, resultando nas figuras a seguir.



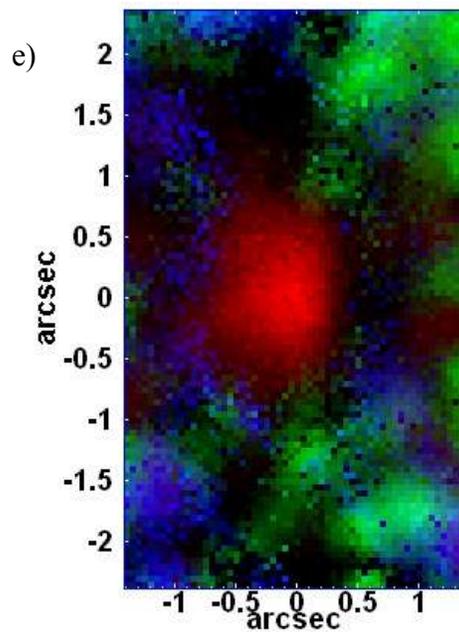
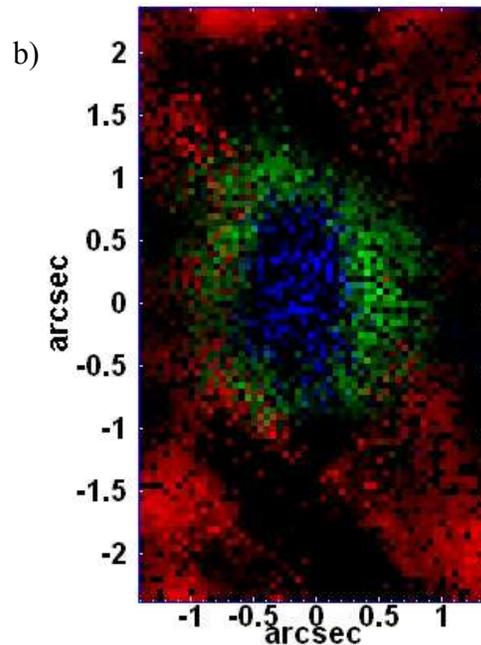
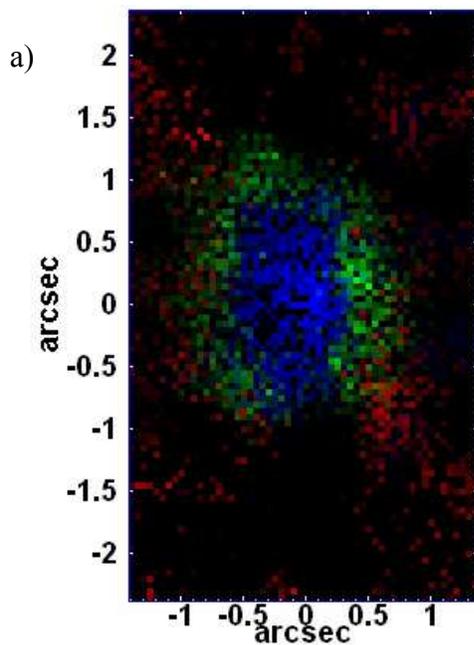


Figura 4.26: a) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1 \cdot 10^6$ e $8.71 \cdot 10^6$ anos; b) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1 \cdot 10^7$ e $5.5 \cdot 10^7$ anos; c) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1.02 \cdot 10^8$ e $9.05 \cdot 10^8$ anos; d) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1.28 \cdot 10^9$ e $7.5 \cdot 10^9$ anos; e) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1 \cdot 10^{10}$ e $1.8 \cdot 10^{10}$ anos. Em todas as imagens, a cor azul indica baixa metalicidade ($Z=0,0001$ e $Z=0,0004$), a cor verde indica metalicidade intermediária ($Z=0,004$ e $Z=0,008$) e a cor vermelha indica metalicidade mais elevada ($Z=0,02$ e $Z=0,05$), lembrando que $Z_0=0,02$.



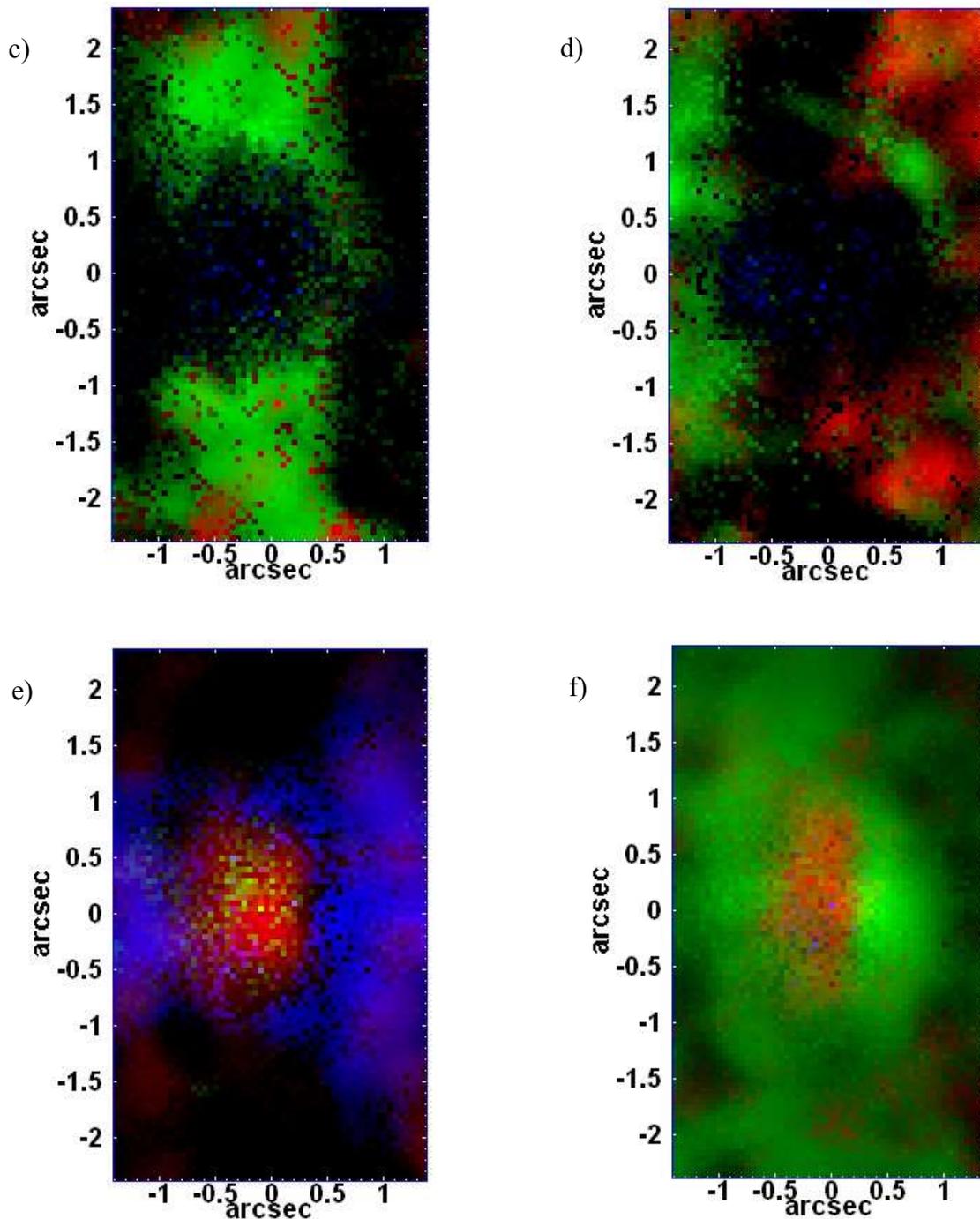


Figura 4.27: a) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.0001$; b) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.0004$; c) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.004$; d) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.008$; e) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.02$; f) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.05$. Em todas as imagens, a cor azul indica população estelar jovem (desde $1 \cdot 10^6$ anos até $5.5 \cdot 10^7$ anos), a cor verde indica população estelar com idade intermediária (desde $1.02 \cdot 10^8$ anos até $4.25 \cdot 10^9$ anos) e a cor vermelha indica população estelar velha (desde $6.25 \cdot 10^9$ anos até $1.8 \cdot 10^{10}$ anos). É importante lembrar que $Z_0=0,02$.

Observando-se as figuras anteriores, pode-se notar que a idade predominante dentre as populações estelares detectadas é de cerca de 10^9 anos. Nota-se que a população com essa idade está localizada, predominantemente, ao longo de uma “estrutura vertical” (figura 4.26 - “d”). As imagens revelam, também, que a maior parte do fluxo provém de estrelas com metalicidade $Z=0,004$ e $Z=0,05$. Novamente, as populações estelares com esses valores de Z (sobretudo com $Z=0,004$) estão localizadas, principalmente, sobre a “estrutura vertical” já mencionada (figura 4.27 - “c” e “f”). Boa parte do fluxo emitido por populações de alta metalicidade com idade 10^8 anos e 10^{10} anos provém de uma área mais próxima ao centro do bojo da galáxia (figura 4.26 - “c” e “e”). Nessa região também há uma concentração razoável de estrelas com idade 10^6 anos, sobretudo de baixa metalicidade. A localização diferenciada da população com idade 10^9 anos (na região com “estrutura vertical”), juntamente com o fato dessa população ser consideravelmente mais abundante, indica que o provável “merger” que essa galáxia sofreu deve ter ocorrido há cerca de 10^9 anos. Possivelmente, esse episódio pode ter dado origem à “estrutura vertical” observada.

Para se aprofundar a análise das populações estelares, construíram-se gráficos da fração de fluxo emitida pelas populações estelares de diferentes idades. O primeiro deles foi construído levando-se em conta as populações estelares de todo o campo visual do IFU, o segundo foi feito considerando-se as populações de um região circular centrada no AGN e com raio igual a $0,2''$ e o terceiro foi construído tomando-se as populações de um região circular centrada no bojo da galáxia e com raio igual a $0,2''$. Os gráficos em questão foram construídos da seguinte maneira: primeiramente, tomaram-se intervalos de idades e as frações de fluxo devidas às populações estelares pertencentes a cada intervalo foram então somadas. Em seguida, o valor da fração total de fluxo correspondente a cada intervalo de idade foi associado à idade média do intervalo, obtendo-se os gráficos procurados (lembrando que esse processo foi feito para três metalicidades diferentes). Os gráficos obtidos encontram-se a seguir.

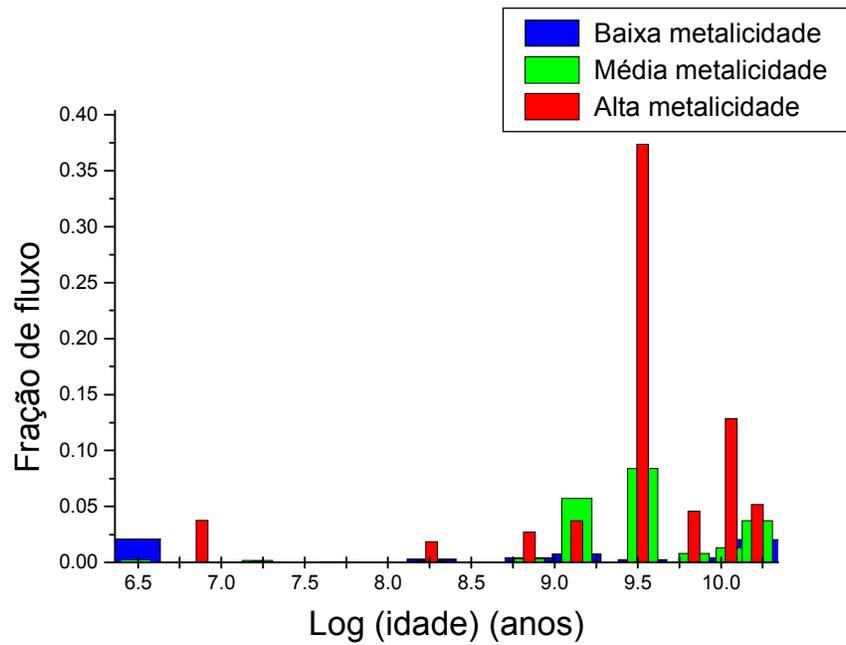


Figura 4.28: Gráfico representativo das frações de fluxo devidas às populações estelares de todo o campo visual do IFU.

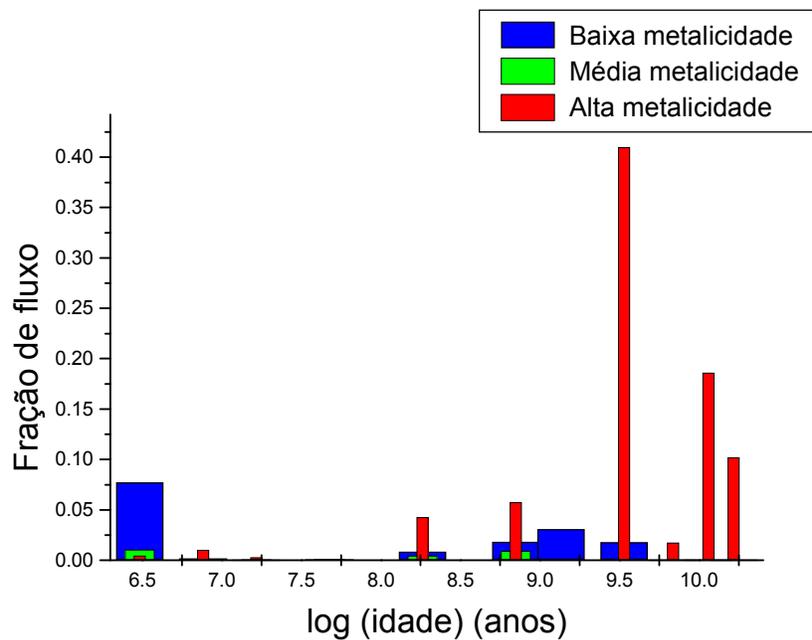


Figura 4.29: Gráfico representativo das frações de fluxo devidas às populações estelares de uma região circular centrada no AGN com raio 0.2''.

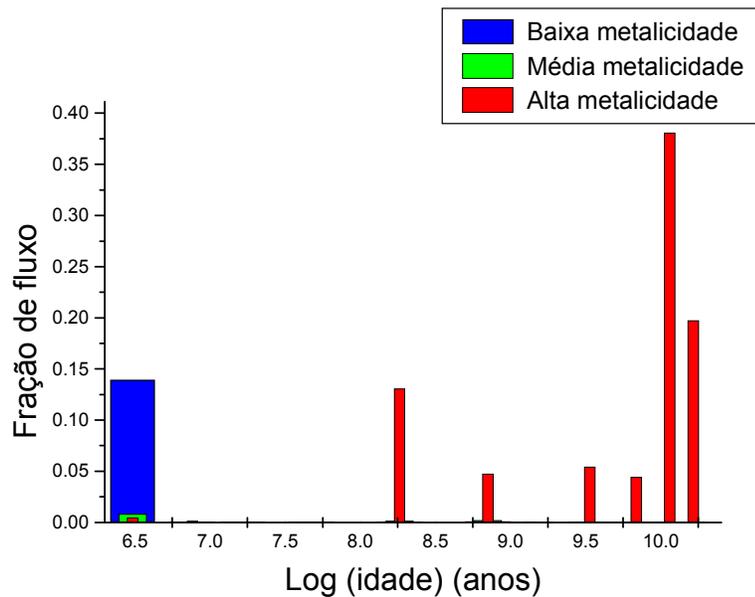


Figura 4.30: Gráfico representativo das frações de fluxo devidas às populações estelares de uma região circular centrada no bojo com raio 0.2”.

É importante mencionar que, nos gráficos anteriores, a baixa metalicidade corresponde a populações com $Z=0,0001$ e $Z=0,0004$, a média metalicidade representa populações com $Z=0,004$ e $Z=0,008$ e a alta metalicidade indica populações com $Z=0,02$ e $Z=0,05$.

Observando-se a figura 4.28, pode-se notar que, considerando-se todo o campo visual do IFU, o fluxo provém predominantemente das populações estelares com idade de cerca de 10^9 anos (aproximadamente $3.4 \cdot 10^9$ anos), o que está de acordo com o que já havia sido constatado a partir da figura 4.26. A figura 4.28 mostra, ainda, que a maior parte do fluxo vem de populações que apresentam média e, sobretudo, alta metalicidade, o que também está de acordo com o resultado encontrado a partir da observação da figura 4.27.

A figura 4.29 mostra que, na região do AGN, a maior parte do fluxo também é emitida por populações estelares com idade de cerca de $3.4 \cdot 10^9$ anos, entretanto, há uma predominância maior da alta metalicidade sobre a média e baixa metalicidade. Na verdade, o fluxo emitido por populações estelares com média metalicidade é quase desprezível nessa região. Uma observação cuidadosa das figuras 4.26 e 4.27 também permite chegar a essas conclusões, mas a análise de gráficos facilita bastante o processo. É possível ainda que, nessa região, boa parte do fluxo indicado como sendo proveniente de populações estelares com idades próximas a 10^6 anos, na

verdade, corresponda a um “featureless continuum” emitido pelo AGN, que foi “interpretado” pelo software “Starlight” como o contínuo emitido por uma população estelar jovem.

Com relação à figura 4.30, pode-se notar que, assim como no caso da região do AGN, há uma predominância maior da alta metalicidade sobre a média e baixa metalicidade (novamente, o fluxo emitido por populações estelares com média metalicidade é praticamente desprezível). Entretanto, nessa região, há uma maior fração de fluxo emitida por populações estelares com idades mais elevadas do que 10^9 anos, ou seja, as regiões um pouco mais afastadas do AGN (como o centro do bojo) parecem apresentar populações estelares ligeiramente mais velhas do que aquelas existentes nas áreas mais próximas do AGN. Uma possível explicação para esse fato também pode ser obtida com o modelo utilizado para explicar a existência do “sigma drop” dessa galáxia: o fato de o movimento do buraco negro tender a “arrancar” estrelas de menor massa (e com maiores valores de dispersão de velocidades) dessa região gera uma pseudo-população, pois a presença de estrelas de maior massa (e menores valores de dispersão de velocidades) nessa área é “interpretada” pelo “Starlight” como uma população estelar com idade inferior. Assim, pode-se dizer que o modelo utilizado para explicar a presença do “sigma drop” é compatível com os resultados de populações estelares obtidos com o “Starlight”.

Utilizando valores apropriados da razão massa/luminosidade, o “Starlight” também fornece as frações de massa devidas a cada população estelar e, com esses valores, foi possível montar um gráfico análogo aos anteriores, mas contendo frações de massa ao invés de frações de fluxo. O gráfico em questão, construído levando-se em conta as populações estelares de todo o campo visual do IFU, encontra-se a seguir.

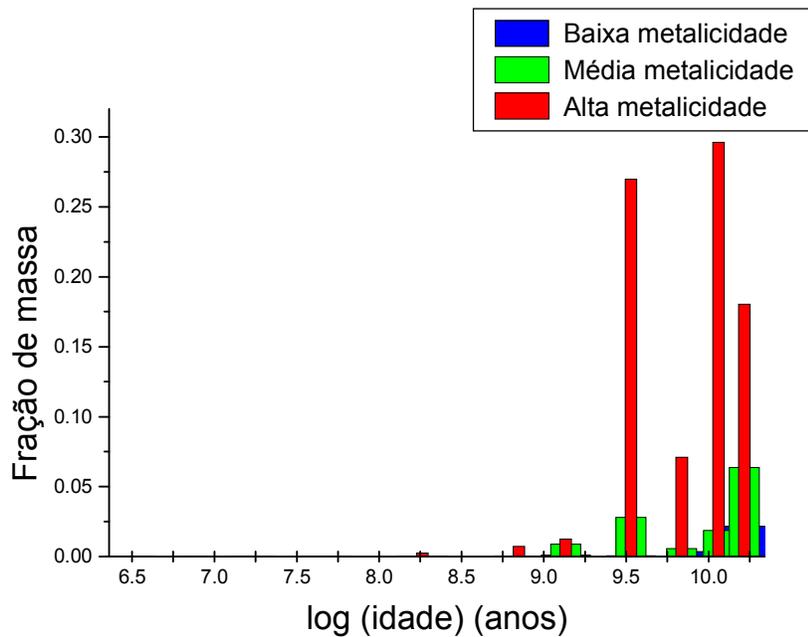


Figura 4.31: Histograma representativo das frações de massa devidas às populações estelares de todo o campo visual do IFU.

Observando-se o gráfico acima, pode-se notar a existência de dois máximos (correspondentes às idades $3.4 \cdot 10^9$ anos e $1.2 \cdot 10^{10}$ anos, aproximadamente), que indicam uma provável ocorrência de dois grandes eventos de formação estelar (“starbursts”) na região central da galáxia NGC 4736. É bem possível que o “starburst” mais recente tenha sido desencadeado devido à ocorrência de um “merger”, que, conforme foi mencionado anteriormente, deve ter acontecido com esse objeto no passado.

A partir da figura 4.31, construíram-se duas imagens representativas dos dois eventos de formação estelar mencionados acima. Entretanto, ao contrário das figuras 4.26 e 4.27, as imagens a seguir representam as massas das populações estelares e não o fluxo emitido por elas.

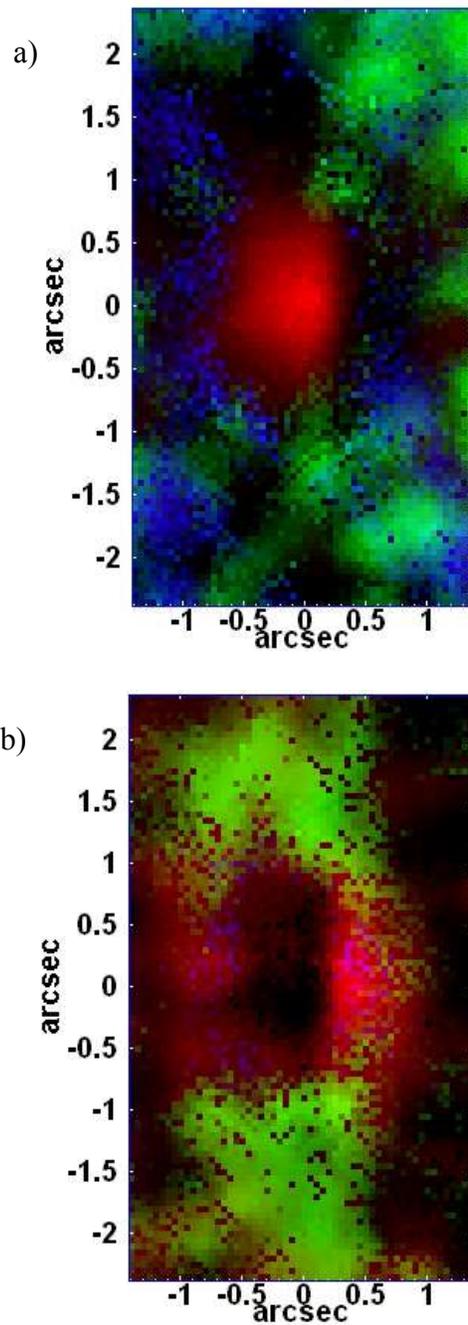


Figura 3.32: a) Imagem em RGB da massa da população estelar existente na época do evento mais antigo de formação estelar; b) Imagem em RGB da massa da população estelar existente na época do evento mais recente de formação estelar (época do provável “merger”) Em ambas as imagens, a cor azul indica baixa metalicidade ($Z=0,0001$ e $Z=0,0004$), a cor verde indica metalicidade intermediária ($Z=0,004$ e $Z=0,008$) e a cor vermelha indica metalicidade mais elevada ($Z=0,02$ e $Z=0,05$), lembrando que $Z_{\odot}=0,02$.

Observando-se as imagens da figura 4.32, pode-se notar que, na época do “starburst” mais antigo (provavelmente no período próximo à formação da própria galáxia), havia uma população

estelar de alta metalicidade concentrada na região próxima ao centro do bojo, juntamente com outras populações de menores metalicidades distribuídas de maneira mais difusa pela região central da galáxia NGC 4736. Na época do “starburst” mais recente (período do provável “merger”), por outro lado, as populações estelares presentes (sobretudo de média e alta metalicidade) estão concentradas ao longo de uma “estrutura vertical”, que já havia sido identificada anteriormente. Assim, é possível concluir que essa estrutura deve ter sido originada durante o “merger” ocorrido.

4.4.4 – Extinção interestelar

O último parâmetro fornecido pelo “Starlight”, conforme mencionado na seção 3.6, é o valor de A_V , que corresponde à extinção interestelar existente na galáxia observada. Assim como nos casos dos demais parâmetros, foi possível fazer um mapeamento dos valores de A_V ao longo do campo visual do IFU. O mapeamento em questão encontra-se a seguir.

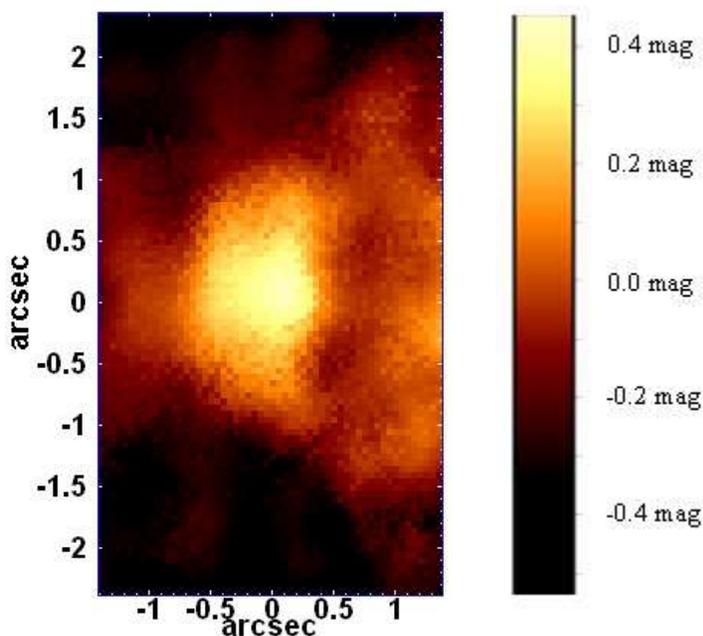


Figura 4.33: Mapeamento dos valores de A_V obtidos a partir da síntese espectral do cubo de dados de NGC 4736 feita com o “Starlight”.

A figura 4.33 mostra que os valores de A_V são maiores na região próxima ao centro do bojo, o que indica uma maior extinção nesse local. Algumas das regiões escuras da imagem

acima chegam a apresentar valores negativos de A_V . Esses valores, em geral, encontram-se dentro da incerteza do “Starlight” e, basicamente, são um indicativo de que a extinção é bem pequena ou nula nessas regiões. É também possível que a correção devido à extinção da Galáxia tenha sido ligeiramente exagerada para algumas regiões da galáxia NGC 4736, o que pode ter acarretado nos valores negativos observados na imagem acima.

4.4.5 – Índices de Lick

Os índices de Lick são parâmetros frequentemente utilizados nos estudos de populações estelares. Em geral, eles são capazes de dar uma idéia da idade ou da metalicidade das populações presentes. Dois desses índices (Mg_1 e Mg_2) podem ser calculados através da expressão

$$Mg_{1,2} = -2.5 \log \left[\left(\frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{F_{I\lambda}}{F_{C\lambda}} d\lambda \right]. \quad (4.1)$$

onde λ_1 e λ_2 = limites inferior e superior, respectivamente, da banda passante correspondente ao índice

$F_{I\lambda}$ = fluxo correspondente ao comprimento de onda λ da banda passante do índice

$F_{C\lambda}$ = fluxo do contínuo no comprimento de onda λ da banda passante do índice

Pode-se notar que, da maneira como são definidos, os índices Mg_1 e Mg_2 são medidos em magnitudes. Os valores de $F_{C\lambda}$ da expressão acima são calculados da seguinte maneira: primeiramente, são definidas duas bandas passantes fora do intervalo correspondente à banda do índice. Essas duas bandas são chamadas de pseudo-contínuos. Em seguida são calculados os fluxos médios em cada um desses pseudo-contínuos através da expressão

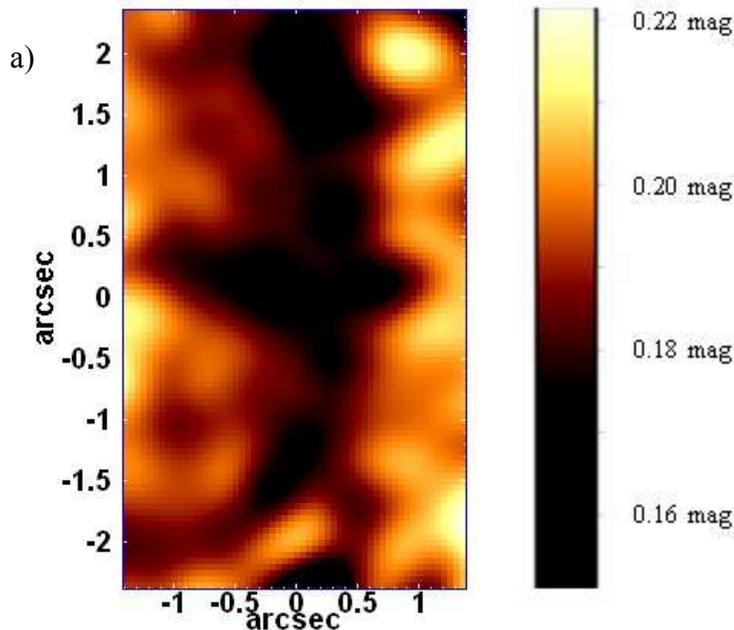
$$F_P = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{F_\lambda}{(\lambda_2 - \lambda_1)} d\lambda. \quad (4.2)$$

Após isso, é ajustada uma reta entre os dois valores médios dos pseudo-contínuos. Os valores de $F_{C\lambda}$ são, então, obtidos a partir dessa reta. As bandas passantes dos índices de Lick Mg_1 e Mg_2 , juntamente com as bandas dos pseudo-contínuos correspondentes, encontram-se na tabela a seguir.

| Índice | Banda passante do índice | Bandas passantes dos pseudo-contínuos |
|--------|--------------------------|---------------------------------------|
| Mg_1 | 5069.125 – 5134.125 | 4895.125 – 4957.625 |
| | | 5301.125 – 5366.125 |
| Mg_2 | 5154.125 – 5196.625 | 4895.125 – 4957.625 |
| | | 5301.125 – 5366.125 |

Tabela 4.2: Bandas passantes dos índices de Lick Mg_1 e Mg_2 e dos pseudo-contínuos correspondentes.

Para se verificar a confiabilidade dos resultados obtidos com o “Starlight”, calcularam-se os índices de Lick Mg_1 e Mg_2 para todos os espectros do cubo de dados de NGC 4736, sendo possível, portanto, fazer mapeamentos dos valores obtidos. Os mapeamentos em questão encontram-se a seguir.



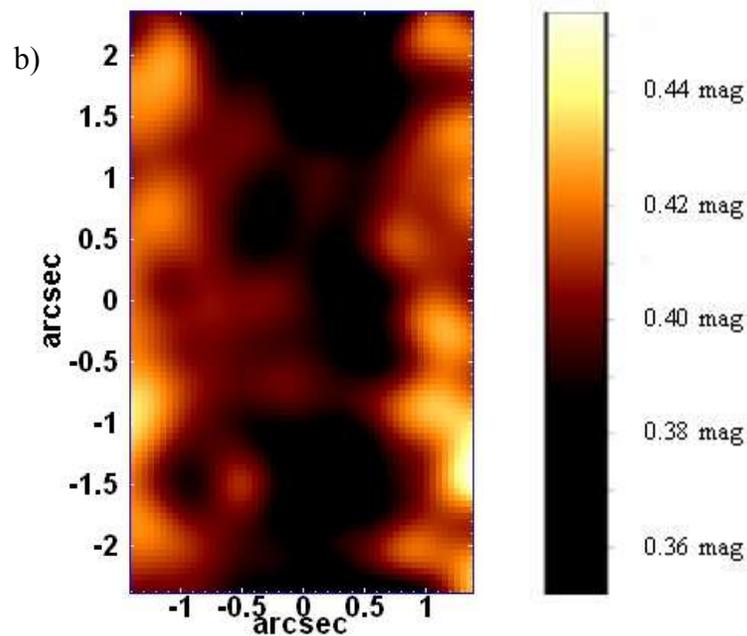


Figura 4.34: Mapeamentos dos valores dos índices de Lick Mg_1 (a) e Mg_2 (b), obtidos a partir dos espectros do cubo de dados de NGC 4736.

As imagens dos índices Mg_1 e Mg_2 apresentam várias semelhanças com muitos mapeamentos obtidos a partir dos parâmetros calculados pelo “Starlight”, como, por exemplo, aqueles das figuras 4.26 – “d”, 4.27 – “c” e “f”, 4.32 – “b”, entre outros. Isso mostra que os resultados obtidos com o “Starlight” podem ser considerados bastante confiáveis, já que eles são condizentes com os mapeamentos de Mg_1 e Mg_2 , que foram calculados de maneira totalmente independente dos resultados do “Starlight”.

Em resumo, pode-se dizer que a síntese espectral do cubo de dados de NGC 4736 forneceu informações muito relevantes sobre as populações estelares desse objeto, como, por exemplo, a existência de um “sigma drop”, que, de acordo com o modelo proposto, é gerado pelo movimento do buraco negro central. Este, por sua vez, encontra-se em movimento, provavelmente, devido ao fato de o sistema ainda não estar virializado após a ocorrência de um “merger” no passado. A pouca quantidade de populações estelares jovens existentes nesse objeto praticamente exclui a possibilidade de que o seu espectro de baixa ionização seja devido à fotoionização por estrelas “jovens” (seção 2.4). É possível, entretanto, que a grande quantidade

de estrelas com idades na faixa de 10^9 anos ou superior gere uma fotoionização capaz de, pelo menos, contribuir com a emissão observada (seção 2.5). Foi possível identificar dois episódios principais de formação estelar na região central dessa galáxia, sendo que é provável que o mais recente deles, que originou a “estrutura vertical” visível em vários mapeamentos feitos, tenha sido desencadeado pela ocorrência do “merger” mencionado.

4.5 - Aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído

Além de todos os parâmetros mencionados na seção anterior, o “Starlight” também fornece os espectros contínuos estelares sintéticos obtidos com os seus ajustes. Assim, utilizando-se tais espectros, foi possível fazer uma subtração do contínuo estelar em todos os espectros de NGC 4736, obtendo-se, no final, um cubo de dados contendo, apenas, linhas de emissão. Aplicou-se, então, a Tomografia PCA nesse cubo de dados resultante a fim de se obter uma análise mais detalhada dos espectros de linhas de emissão dessa galáxia. Os principais auto-espectros e respectivos tomogramas obtidos encontram-se a seguir.

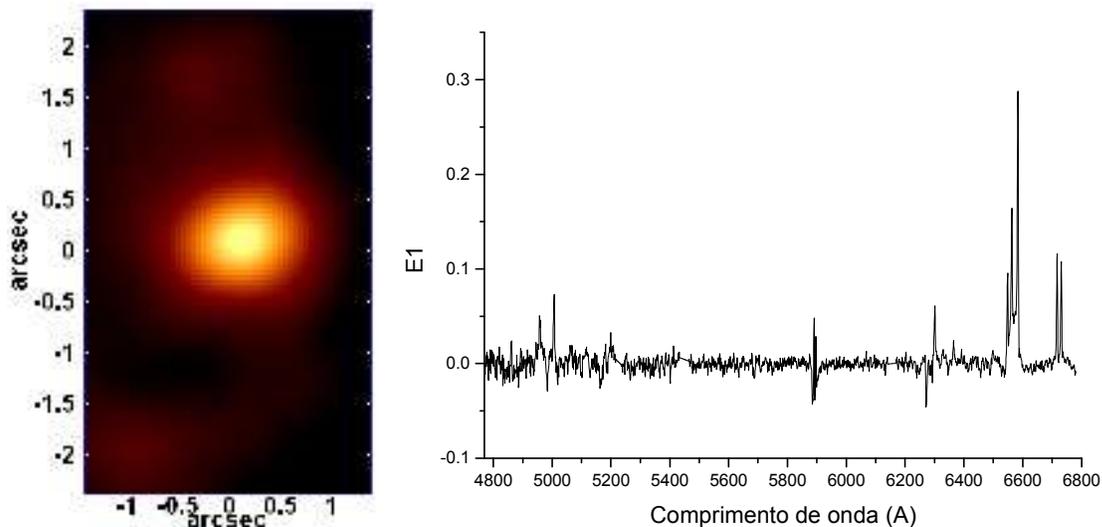


Figura 4.35: Auto-espectro E1 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

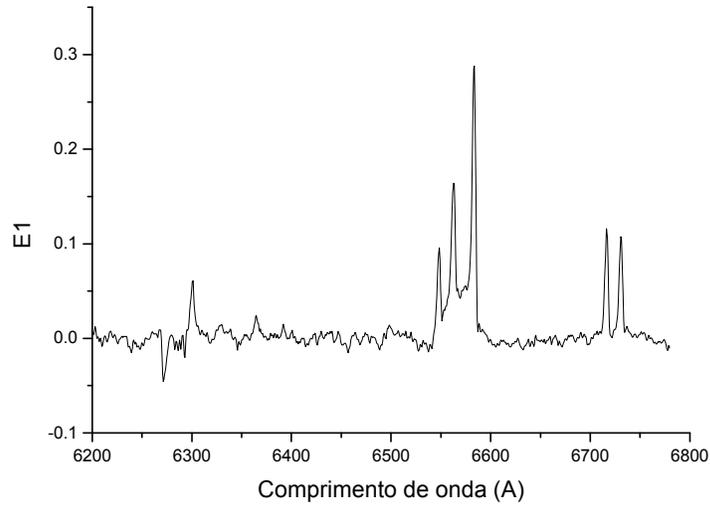


Figura 4.36: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E1, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

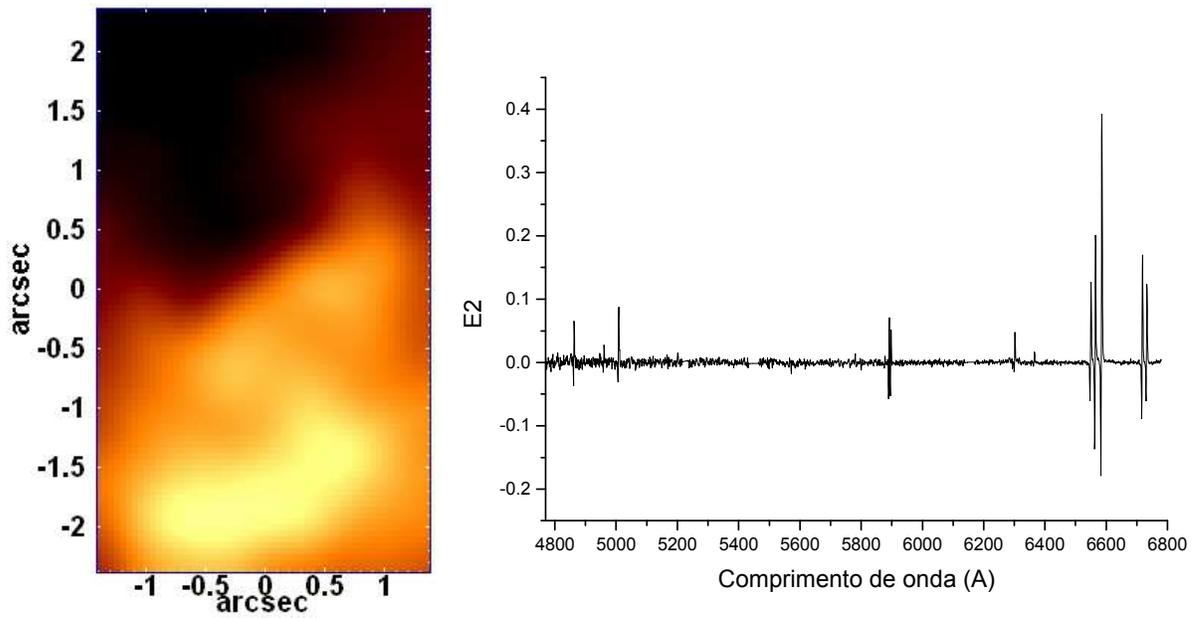


Figura 4.37: Auto-espectro E2 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

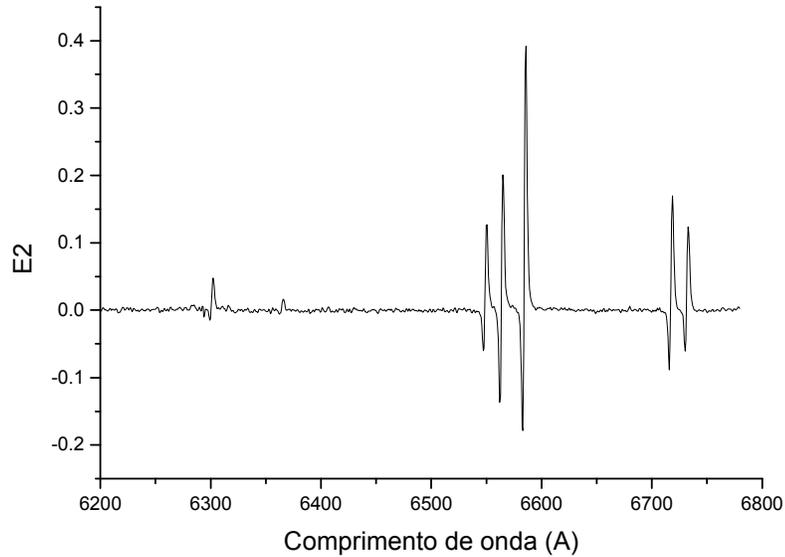


Figura 4.38: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro $E2$, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

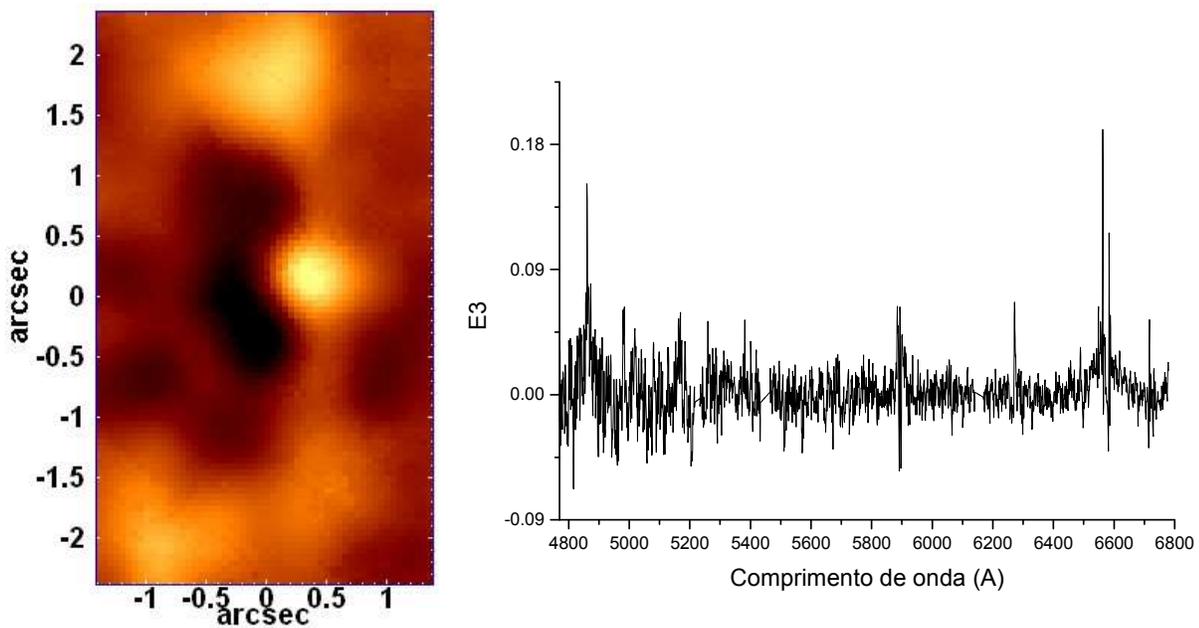


Figura 4.39: Auto-espectro $E3$ e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

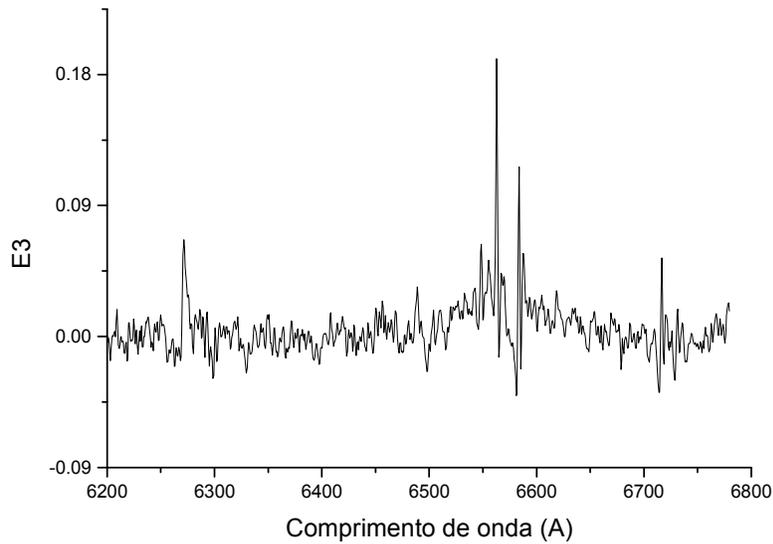


Figura 4.40: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E3, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

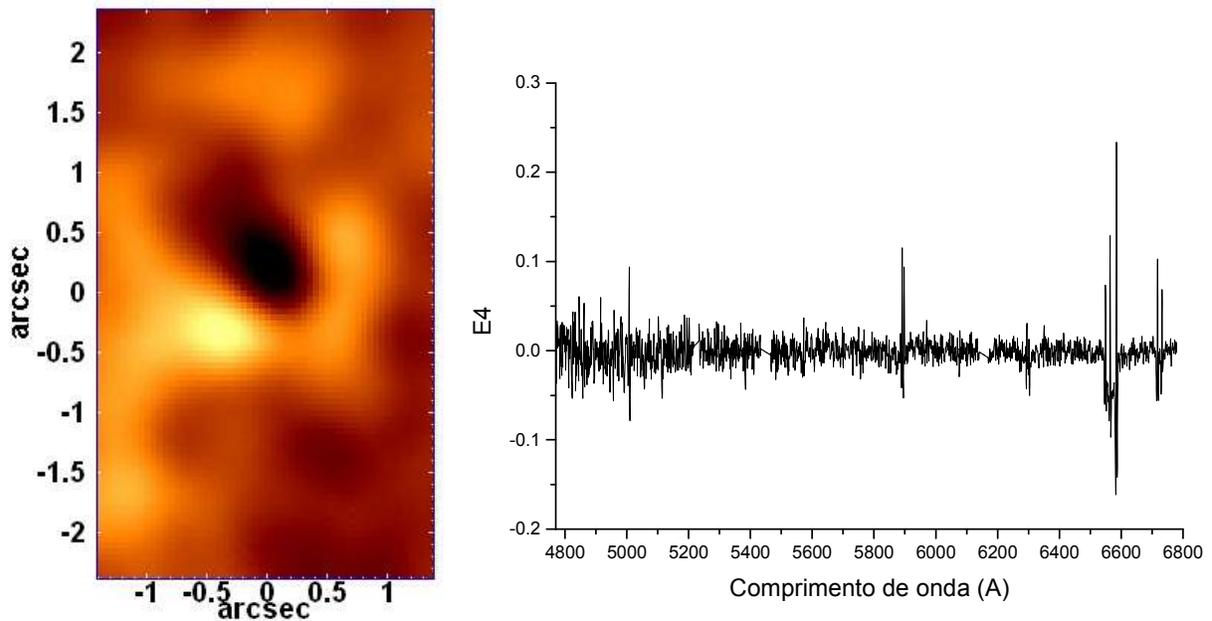


Figura 4.41: Auto-espectro E4 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

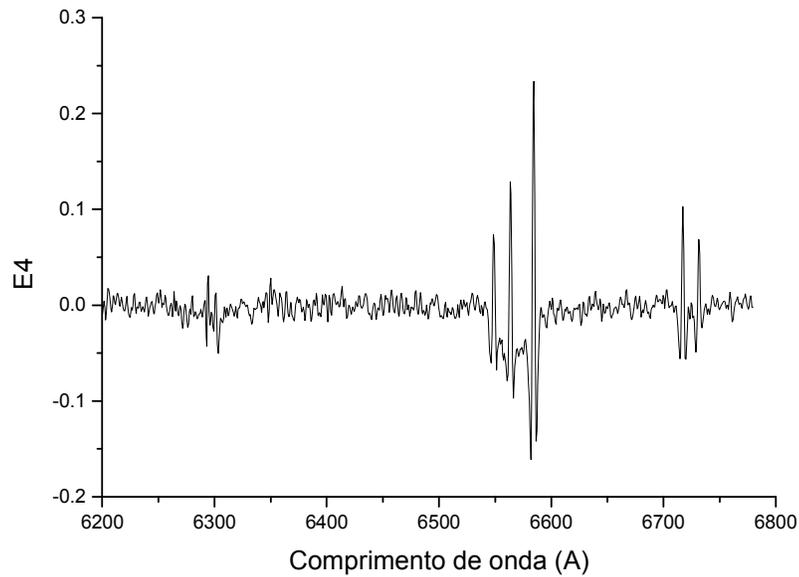


Figura 4.42: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E4, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

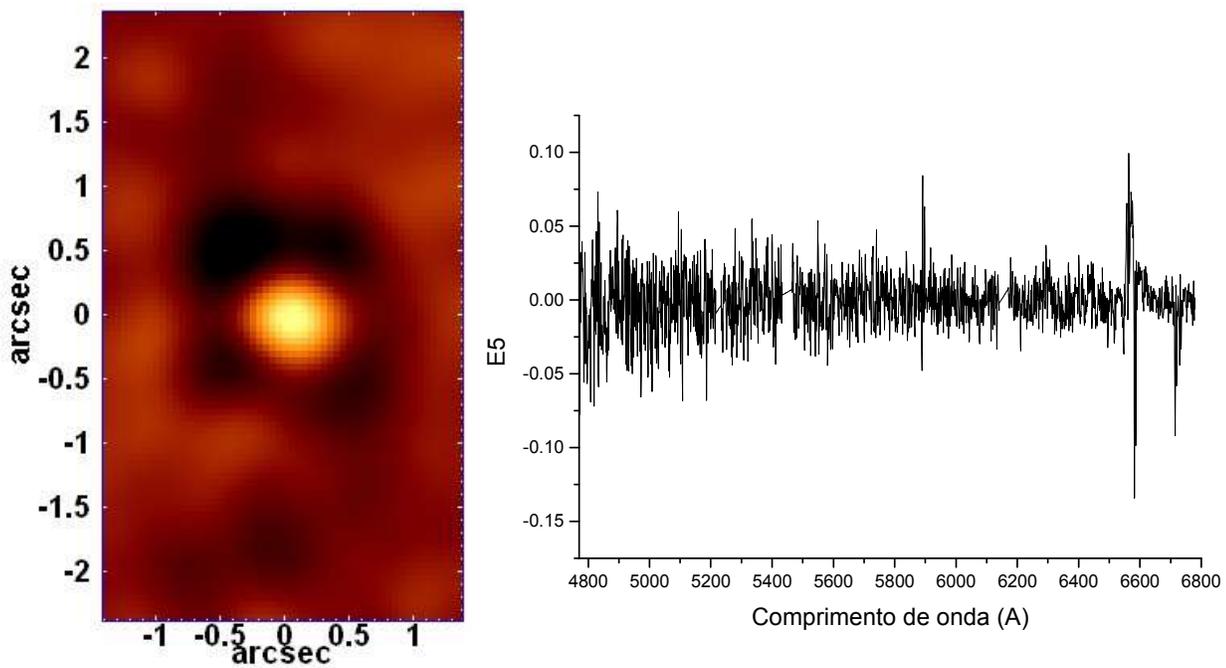


Figura 4.43: Auto-espectro E5 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

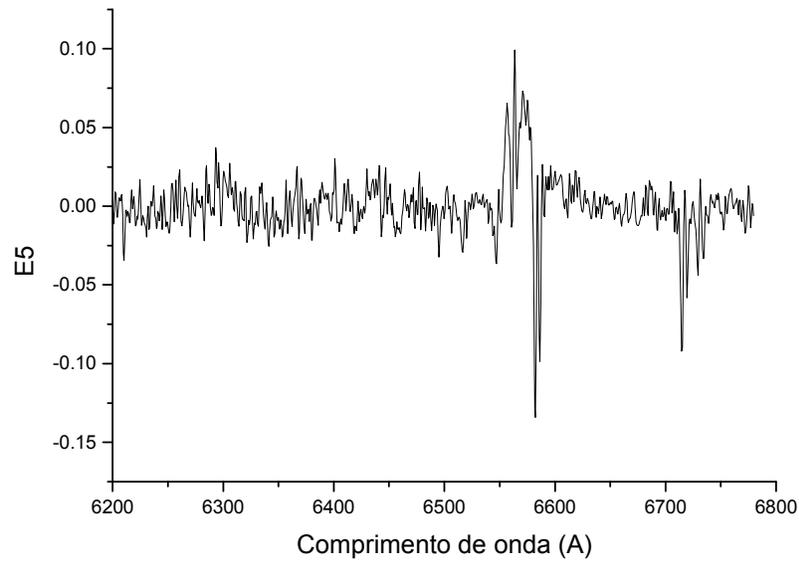


Figura 4.44: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E5, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

| Autovetor | Variância explicada (%) |
|-----------|-------------------------|
| E1 | 20.0834 |
| E2 | 14.8211 |
| E3 | 2.3185 |
| E4 | 2.1667 |
| E5 | 1.7973 |

Tabela 4.2: Autovalores obtidos com o Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

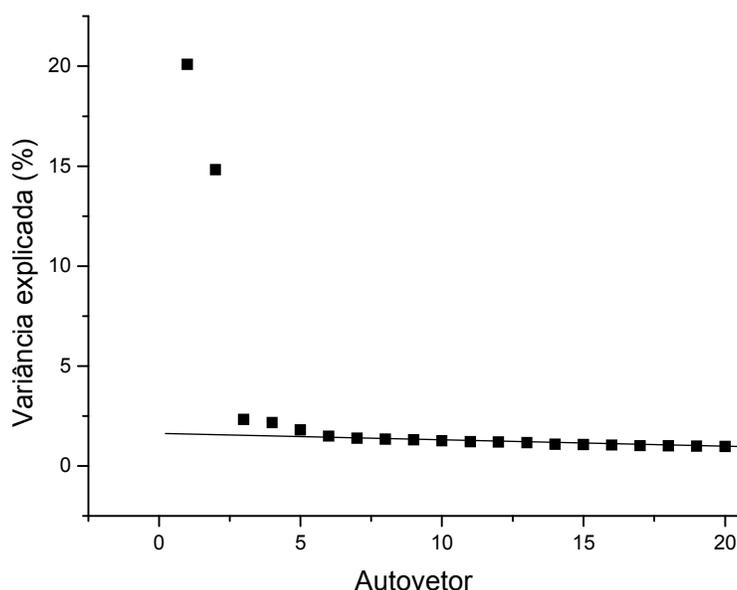


Figura 4.45: “Scree test” dos autovetores obtidos com a Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

A figura 4.35 mostra que o auto-espectro E1 é um indicador da presença de um possível AGN nessa galáxia. A localização desse AGN corresponde à região mais clara do tomograma associado e é compatível com a localização obtida a partir da análise anterior com a Tomografia PCA (ou seja, o AGN não está localizado no centro do bojo). A ampliação mostrada na figura 4.36 revela que esse auto-espectro apresenta indícios de possíveis asas largas de H α (sobretudo para o lado vermelho do espectro), o que significa que pode se tratar de um AGN tipo 1, conforme já havia sido previsto anteriormente. O autovetor E1 explica 20.0834 % da variância, ou seja, uma porcentagem bem menor do que aquela explicada pelo primeiro autovetor obtido na Tomografia PCA do cubo de dados com o contínuo estelar (que foi igual a 99.6936%). Pode-se notar que a subtração do contínuo estelar favoreceu bastante a análise com o PCA, pois o primeiro autovetor já foi capaz de revelar a presença de um possível AGN. No caso da Tomografia PCA aplicada ao cubo de dados com o contínuo estelar, esse AGN somente foi revelado mais claramente no autovetor E4 (embora E2 também tenha mostrado indícios de sua presença).

Observando-se a figura 4.37, pode-se notar que o auto-espectro E2 é um indicador de uma provável rotação do gás na galáxia (assim como o auto-espectro E3 obtido com a Tomografia PCA anterior), já que, conforme se pode notar mais claramente na ampliação mostrada na figura

4.38, ele apresenta correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas vermelhas das linhas de emissão e anti-correlações com comprimentos de onda correspondentes às asas azuis. Isso indica que as regiões claras do tomograma correspondente (correlações positivas com o autovetor) devem apresentar uma componente radial da velocidade no sentido oposto ao do observador e as regiões escuras (correlações negativas com o autovetor) devem possuir uma componente radial no sentido do observador. A fração da variância explicada por esse autovetor é de cerca de 14.8211%. A figura 4.39 mostra que o auto-espectro E3 apresenta estruturas que também indicam a presença de um provável AGN nessa galáxia, cuja localização corresponderia à área mais brilhante do tomograma correspondente. Nesse caso, entretanto, pode-se notar mais claramente a presença de asas largas de $H\alpha$ do que no caso de E1, o que indica que deve se tratar, de fato, de um AGN tipo 1. Essas asas largas de $H\alpha$ podem ser mais facilmente visualizadas através da ampliação mostrada na figura 4.40. O autovetor E3 explica uma fração da variância (2.3185 %) muito menor do que a explicada por E2. A figura 4.41, por sua vez, revela que o auto-espectro E4 está correlacionado com a emissão de linhas estreitas, provavelmente associadas à NLR do AGN existente. A região emissora dessas linhas corresponde à área clara mostrada no tomograma correspondente. Pode-se notar, assim, que esse autovetor é bastante similar ao autovetor E5 obtido com a Tomografia PCA aplicada no cubo de dados com o contínuo estelar, entretanto, uma diferença entre os dois é que, ao contrário do caso anterior, esse auto-espectro também apresenta uma anti-correlação com a provável componente larga da linha $H\alpha$, cuja região emissora corresponderia à área escura do tomograma correspondente, o que está de acordo com os resultados obtidos até aqui. As correlações e anti-correlações apresentadas pelo auto-espectro E4 na região espectral vermelha (maiores comprimentos de onda) podem ser visualizadas através da ampliação mostrada na figura 4.42. A fração explicada por esse autovetor é de cerca de 2.1667 %. Finalmente, observando-se a figura 4.43, pode-se notar que o auto-espectro E5 também parece ser um indicador da presença de um AGN nessa galáxia, sendo que é possível notar, inclusive, indícios da provável componente larga existente da linha $H\alpha$. Os detalhes mais importantes da região espectral vermelha desse auto-espectro podem ser melhor visualizados através da ampliação mostrada na figura 4.44. A localização do AGN em questão corresponde à região clara do tomograma correspondente, o que está de acordo com todos os resultados anteriores. A fração da variância explicada por esse autovetor é de cerca de 1.7973 %.

O “scree test” mostrado na figura 4.45 mostra que, assim como no caso da Tomografia PCA aplicada anteriormente, os valores das variâncias explicadas pelos autovetores de ordem maior do que E5 se tornam praticamente constantes, o que indica que eles representam, sobretudo, ruído e não possuem grande relevância nessa análise.

Após toda essa análise, utilizou-se o processo do “feature supression and enhancement” (seção 3.5) com os resultados obtidos com essa segunda aplicação da Tomografia PCA. Para isso, fez-se o processo de reconstrução do cubo de dados de NGC 4736 utilizando-se a equação (3.39). Nesse procedimento, optou-se por levar em conta os dez primeiros autovetores obtidos, de modo que a maior parte do ruído existente fosse desconsiderada, sem uma possível perda de parte do sinal. Ao final desse processo, obteve-se o cubo I' , que, devido ao fato de a média inicial dos dados não ter sido somada novamente, não possui uma calibração em fluxo. Analogamente, construiu-se, também, o cubo de dados V' através da fórmula (3.40), utilizando-se os mesmos dez primeiros autovetores encontrados. Algumas imagens e espectros extraídos a partir dos cubos I' e V' encontram-se a seguir.

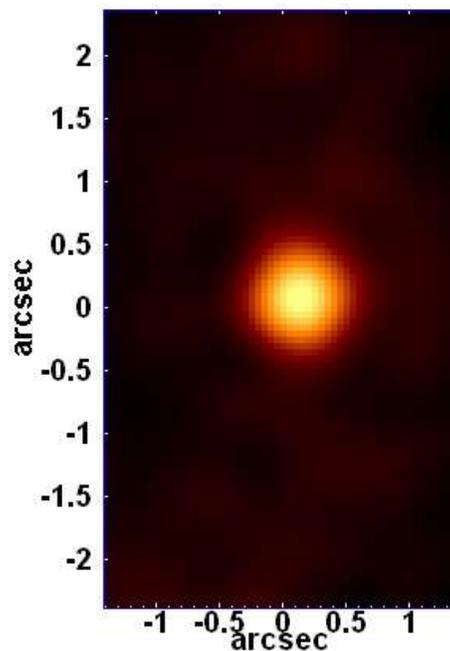


Figura 4.46: Imagem obtida com a soma das seções do cubo de dados I' correspondentes aos pixels espectrais da asa larga (na região do vermelho) da linha $H\alpha$.

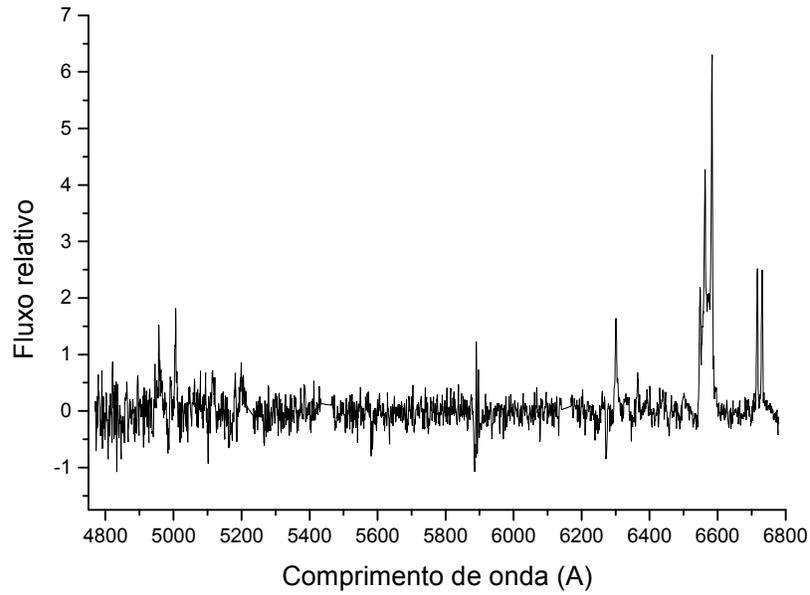


Figura 4.47: Espectro extraído de uma região circular do cubo I' centrada no AGN, com um raio igual a 0.2".

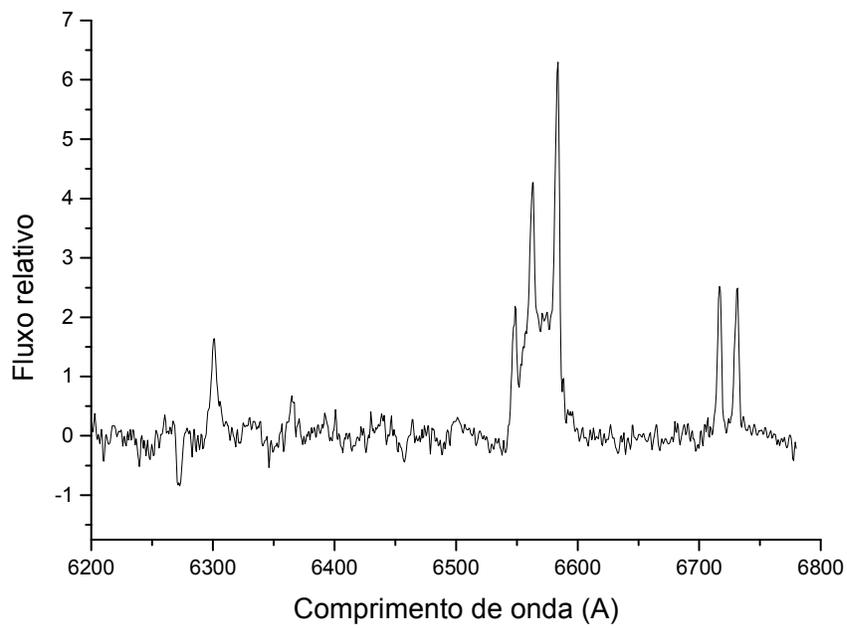
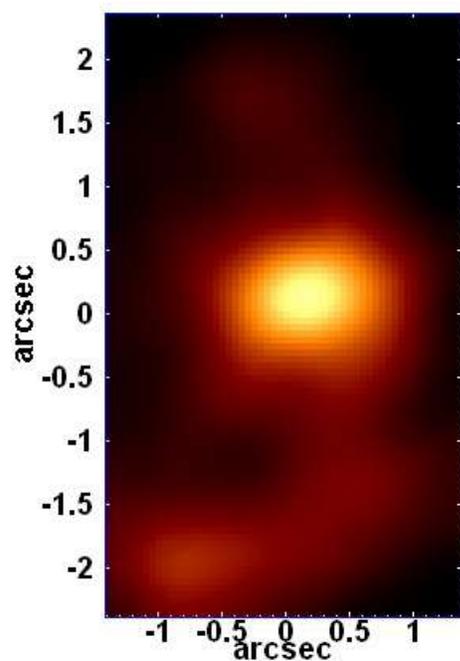


Figura 4.48: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do espectro da figura 3.47.



. Figura 4.49: Imagem obtida com a soma das seções do cubo de dados I' correspondentes aos pixels espectrais da linha de $[N II] \lambda 6583$.

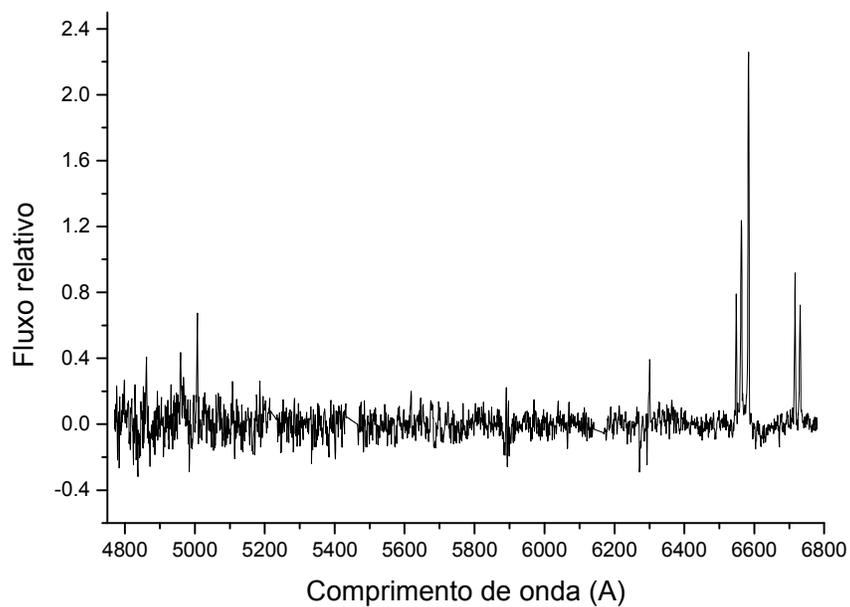


Figura 4.50: Espectro extraído de uma região circular do cubo I' mais afastada do AGN, com um raio igual a $0.2''$.

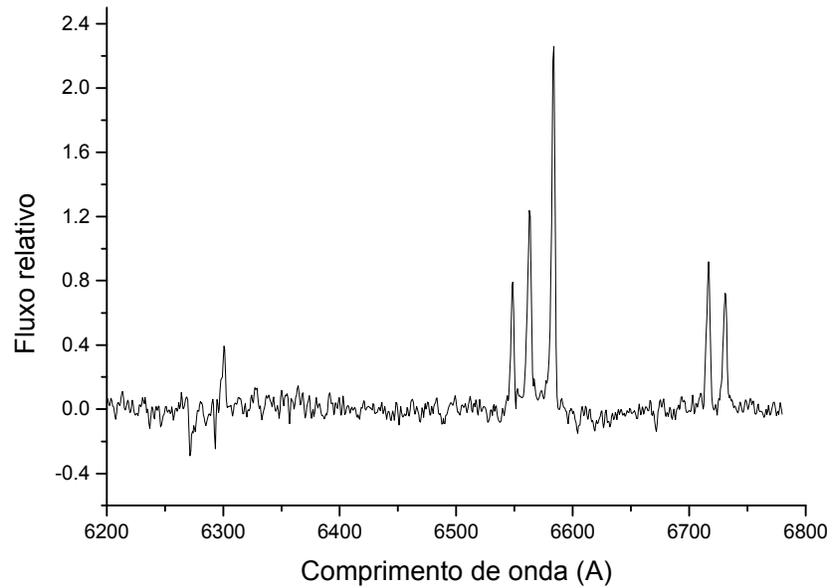


Figura 4.51: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do espectro da figura 3.50.

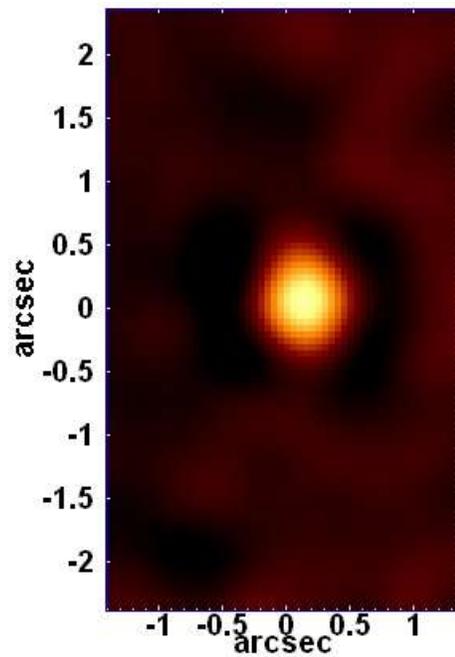


Figura 4.52: Imagem obtida com a soma das seções do cubo de dados V' correspondentes aos pixels espectrais da asa larga (na região do vermelho) da linha $H\alpha$.

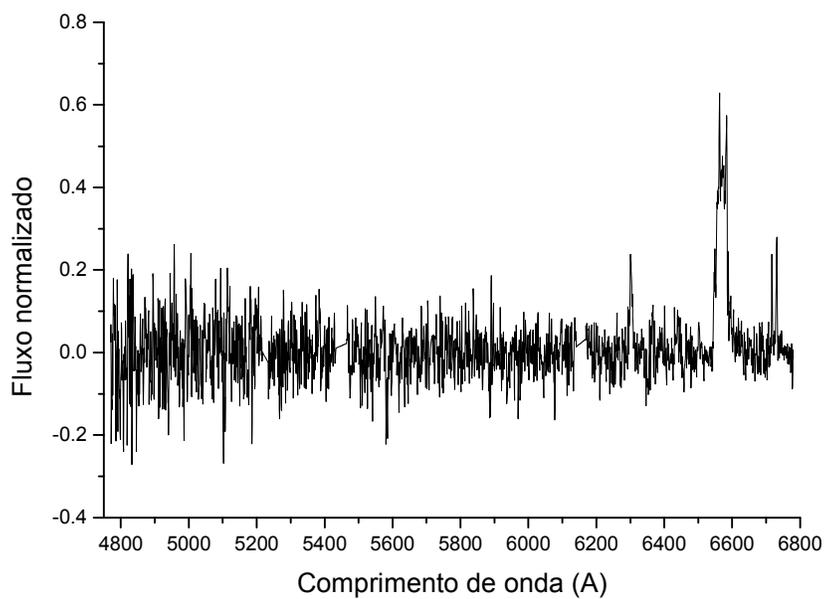


Figura 4.53: Espectro extraído de uma região circular do cubo V' centrada no AGN, com um raio igual a 0.2".

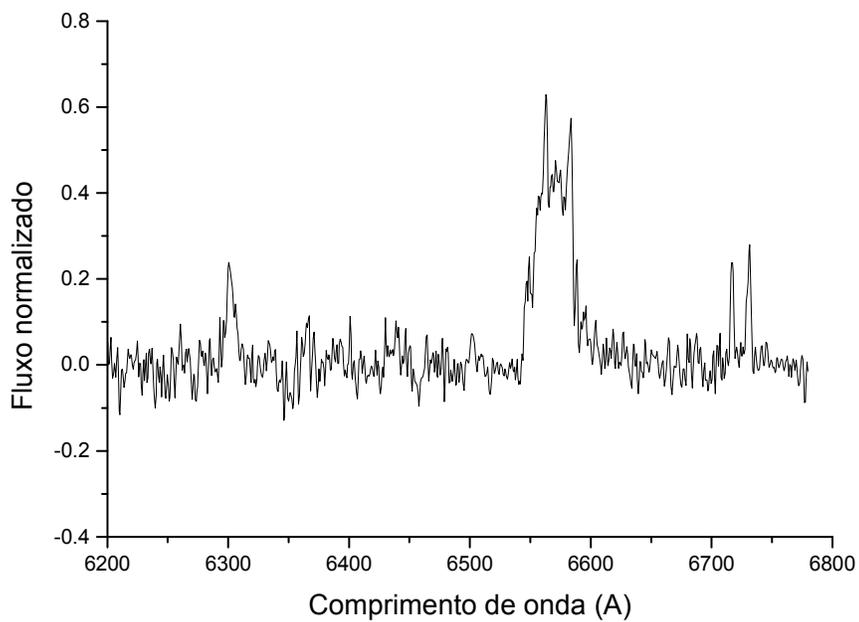


Figura 4.54: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do espectro da figura 3.53.

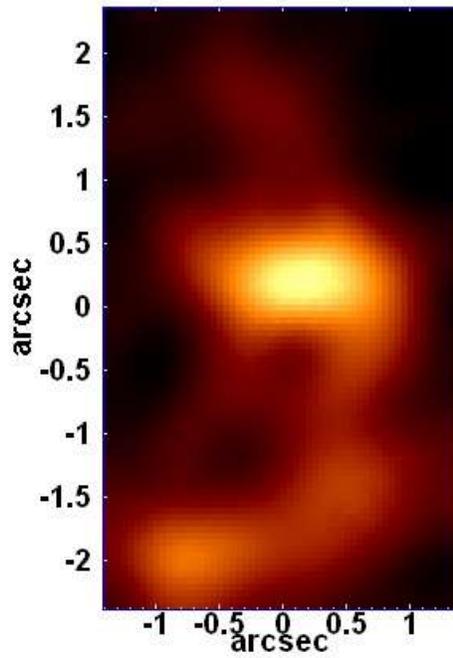


Figura 4.55: Imagem obtida com a soma das seções do cubo de dados V' correspondentes aos pixels espectrais da linha de $[N II] \lambda 6583$.

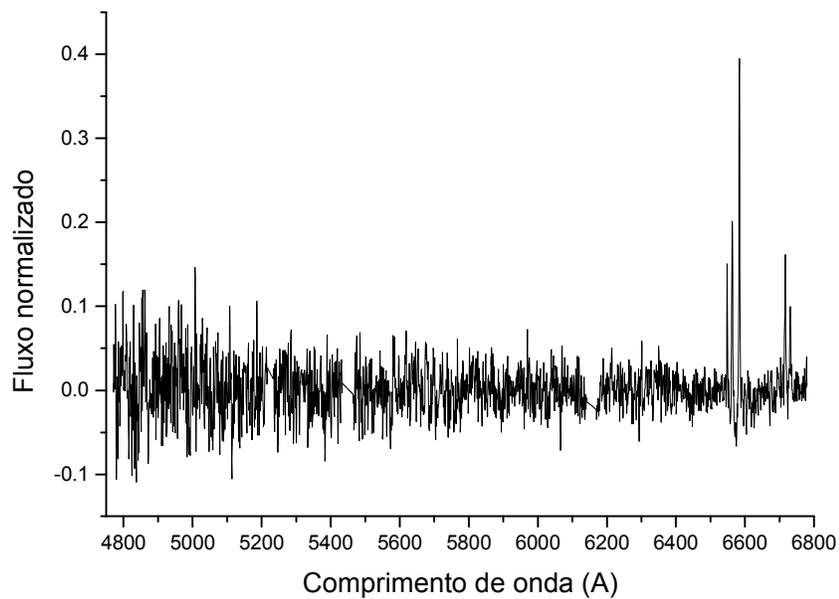


Figura 4.56: Espectro extraído de uma região circular do cubo V' mais afastada do AGN, com um raio igual a $0.2''$.

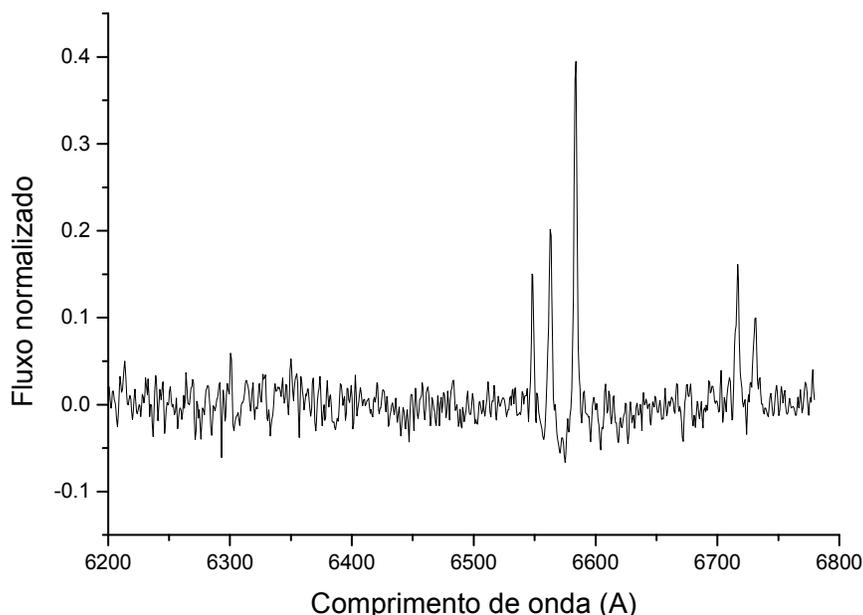


Figura 4.57: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do espectro da figura 3.56.

Analisando-se as imagens anteriores, pode-se notar, primeiramente, que as figuras 4.46 e 4.52 (obtidas somando-se as seções dos cubos I' e V', respectivamente, correspondentes à asa larga vermelha de H α) fornecem a localização da região emissora de linhas largas do provável AGN existente, ou seja, da “Broad Line Region” (BLR). Isso fica claro quando se observa os espectros das figuras 4.47 e 4.53 (e suas ampliações nas figuras 4.48 e 4.54, respectivamente) que apresentam indícios da presença de uma componente larga da linha de H α (e até mesmo de [O I] λ 6300). As figuras 4.49 e 4.55 (obtidas somando-se as seções dos cubos I' e V', respectivamente, correspondentes à linha de [N II] λ 6583), por outro lado, estão relacionadas à emissão de linhas estreitas e, portanto, devem fornecer a localização da NLR do provável AGN presente. Isso fica claro quando se observa os espectros das figuras 4.50 e 4.56 (e suas ampliações nas figuras 4.51 e 4.57), que apresentam claramente linhas de emissão estreitas e praticamente não possuem nenhuma componente larga. A análise das figuras 4.49 e 4.55 permite concluir também que a região emissora de linhas estreitas se estende até distâncias consideráveis do AGN, apresentando, inclusive, uma emissão considerável na parte inferior esquerda do campo visual do IFU. As figuras anteriores também revelam que o cubo de dados V' foi mais eficaz em separar as emissões provenientes da NLR e da BLR, embora tenha apresentado um menor valor

da razão sinal/ruído, o que está de acordo com o esperado, já que esse cubo de dados foi construído atribuindo-se o mesmo peso a todos os autovetores (inclusive aqueles com menor sinal/ruído).

Pode-se dizer que um resultado muito importante obtido com a aplicação do “feature suppression and enhancement” foi a obtenção da localização mais precisa do AGN existente em NGC 4736 (que corresponde ao centro da área mais brilhante visível nas figuras 4.46 e 4.52), que está compatível com as localizações inferidas a partir das imagens 4.15 e 4.35, por exemplo.

Pode-se concluir que essa segunda aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados de NGC 4736 foi compatível com aquela mostrada na seção 4.3 e, com isso, reafirmou vários dos resultados lá encontrados. Em primeiro lugar, foi possível confirmar a existência de um provável AGN nessa galáxia, cuja localização mais precisa pôde ser obtida a partir do processo de “feature suppression and enhancement”. Observou-se, também, a presença de uma componente larga da linha $H\alpha$, que pôde ser detectada (inclusive com o processo de “feature suppression and enhancement”) de maneira um pouco mais clara do que na seção 4.3. Isso mostra que o AGN existente na galáxia NGC 4736, de fato, é de tipo 1. A segunda aplicação da Tomografia PCA também comprovou claramente a existência de uma rotação do gás na região central desse objeto, sendo que o mapa de rotação encontrado (tomograma da figura 4.37) é bastante compatível com aquele encontrado na seção 4.3 (tomograma da figura 4.13). Finalmente, também foi possível verificar (assim como na seção 4.3) que a região emissora de linhas estreitas (NLR) se estende até distâncias consideráveis da região emissora de linhas largas (BLR) do AGN.

4.6 – Análise de diagramas de diagnóstico

A partir do cubo de dados de linhas de emissão de NGC 4736, obtido graças à subtração do contínuo estelar, foi possível fazer a medição de várias razões de linhas de emissão e, com isso, fazer os mapeamentos dos valores dessas razões e montar alguns diagramas de diagnóstico. As intensidades das linhas de emissão foram obtidas ajustando-se curvas gaussianas a elas. Fizeram-se, então, simulações com o software “Cloudy” (descrito na seção 3.7) na tentativa de se reproduzir os valores das razões em questão. Em todas as simulações, utilizou-se um contínuo na forma de lei de potência com índice espectral igual a -1.7 (representando o contínuo geralmente

emitido por um AGN), um “filling factor” de 0.01 e uma densidade eletrônica igual a 10^2 cm^{-3} . Para se obter as curvas mostradas nos diagramas a seguir, foram feitas variações do parâmetro de ionização e da metalicidade do gás existente. Além disso, também foram adotados diferentes “cortes” inferiores de energia nos contínuos ionizantes (ou seja, foram tomados diferentes valores mínimos de energia emitidos pelos contínuos ionizantes). Os resultados obtidos encontram-se a seguir.

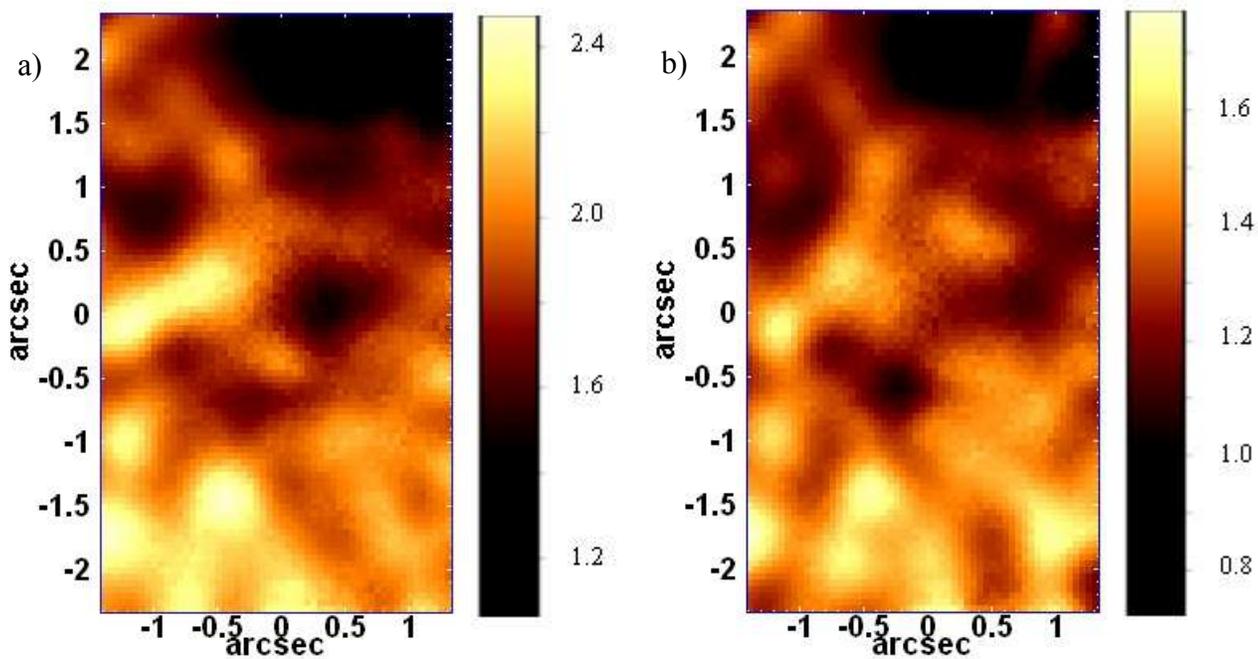


Figura 4.58: Mapeamentos dos valores de $[N II] \lambda 6583/H\alpha$ (imagem “a”) e de $[S II] (\lambda 6716+\lambda 6731)/H\alpha$ (imagem “b”), obtidos a partir do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

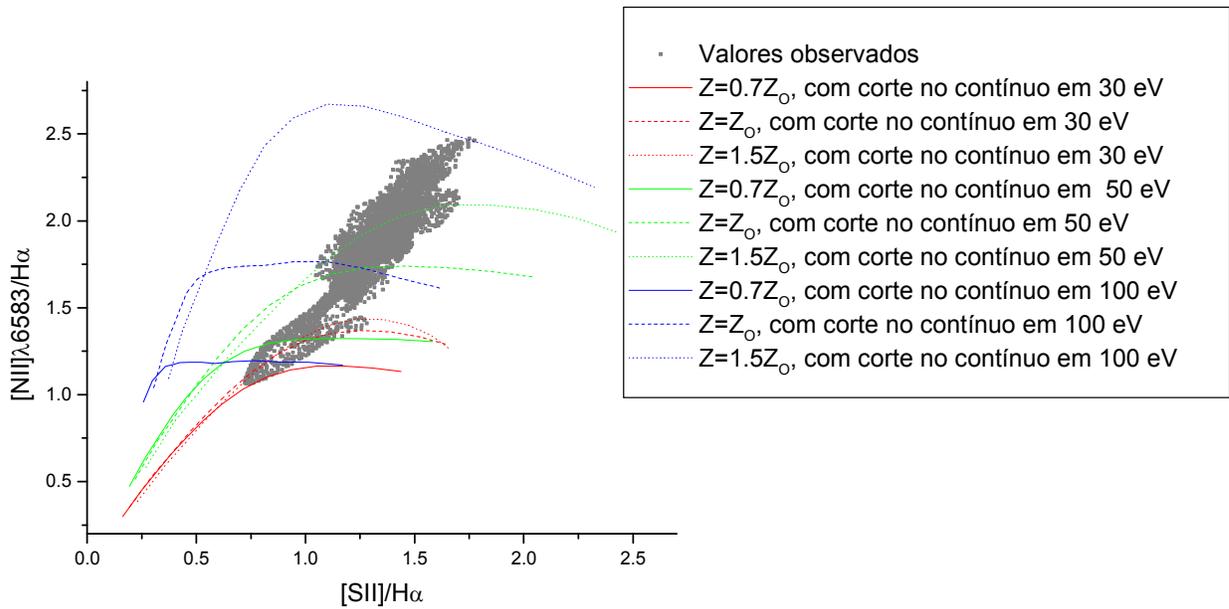


Figura 4.59: Digrama de diagnóstico de $[N II] \lambda 6583/H\alpha$ x $[S II] (\lambda 6716 + \lambda 6731)/H\alpha$ construído a partir do cubo de dados de NGC 4736 com contínuo estelar subtraído, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Cloudy”, envolvendo fotoionização por um AGN com parâmetros de ionização com valores entre 10^{-5} (região superior direita) e 10^{-2} (região inferior esquerda).

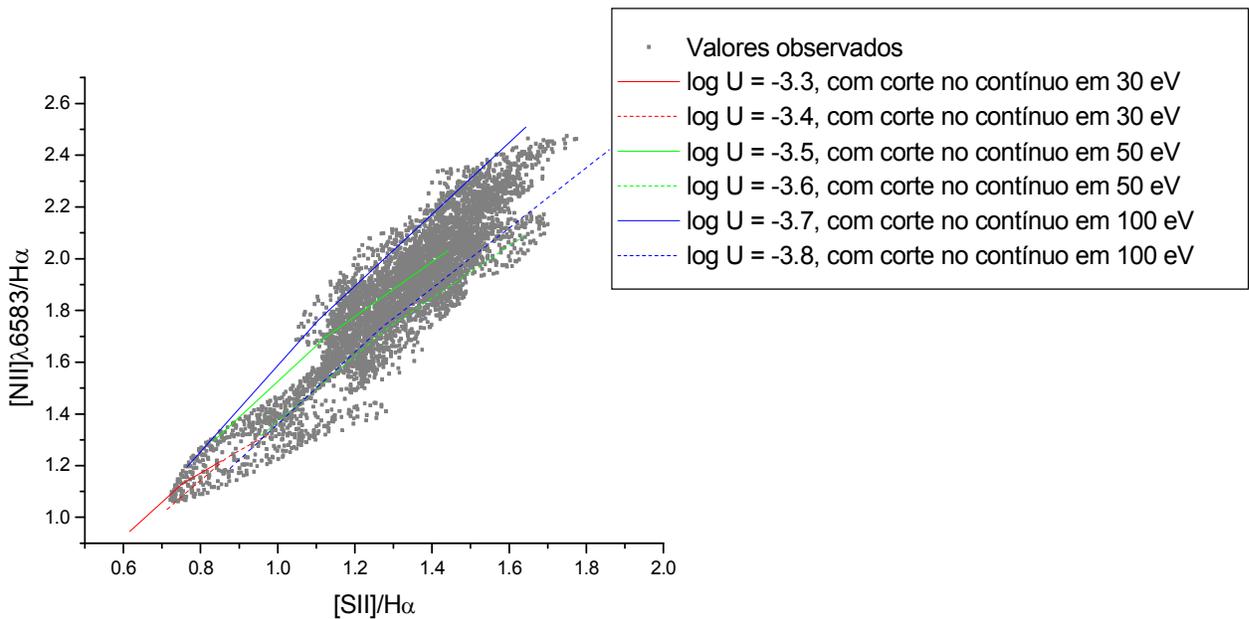


Figura 4.60: Diagrama de diagnóstico da figura 4.59, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Cloudy” em função dos diferentes parâmetros de ionização.

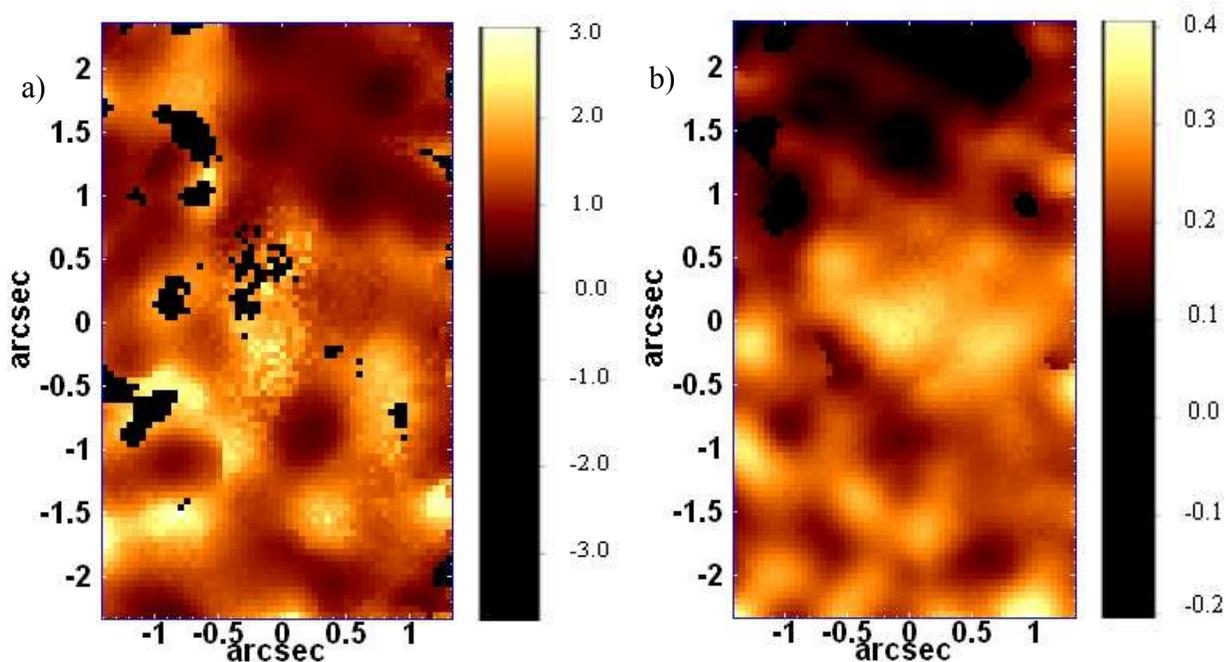


Figura 4.61: Mapeamentos dos valores de $[O\ III] \lambda 5007/H\beta$ (imagem “a”) e de $[O\ I] (\lambda 6300)/H\alpha$ (imagem “b”), obtidos a partir do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

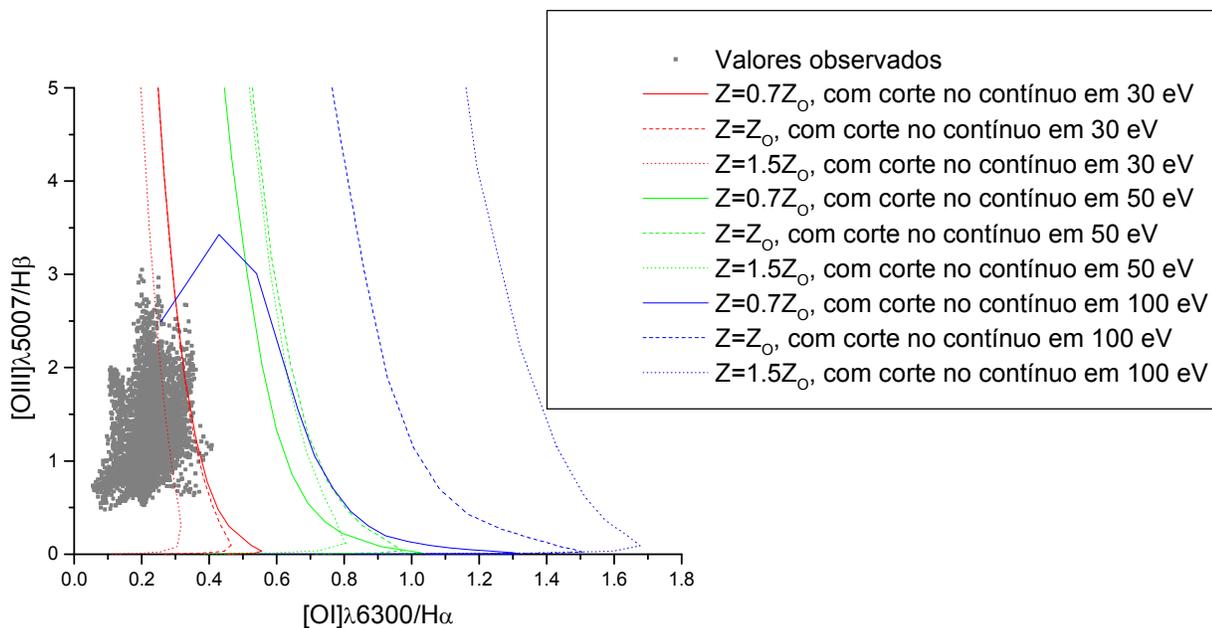


Figura 4.62: Digrama de diagnóstico de $[O\ III] \lambda 5007/H\beta$ x $[O\ I] \lambda 6300/H\alpha$ construído a partir do cubo de dados de NGC 4736 com contínuo estelar subtraído, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Cloudy”, envolvendo fotoionização por um AGN com parâmetros de ionização com valores entre 10^{-5} (região inferior direita) e 10^{-2} (região superior esquerda).

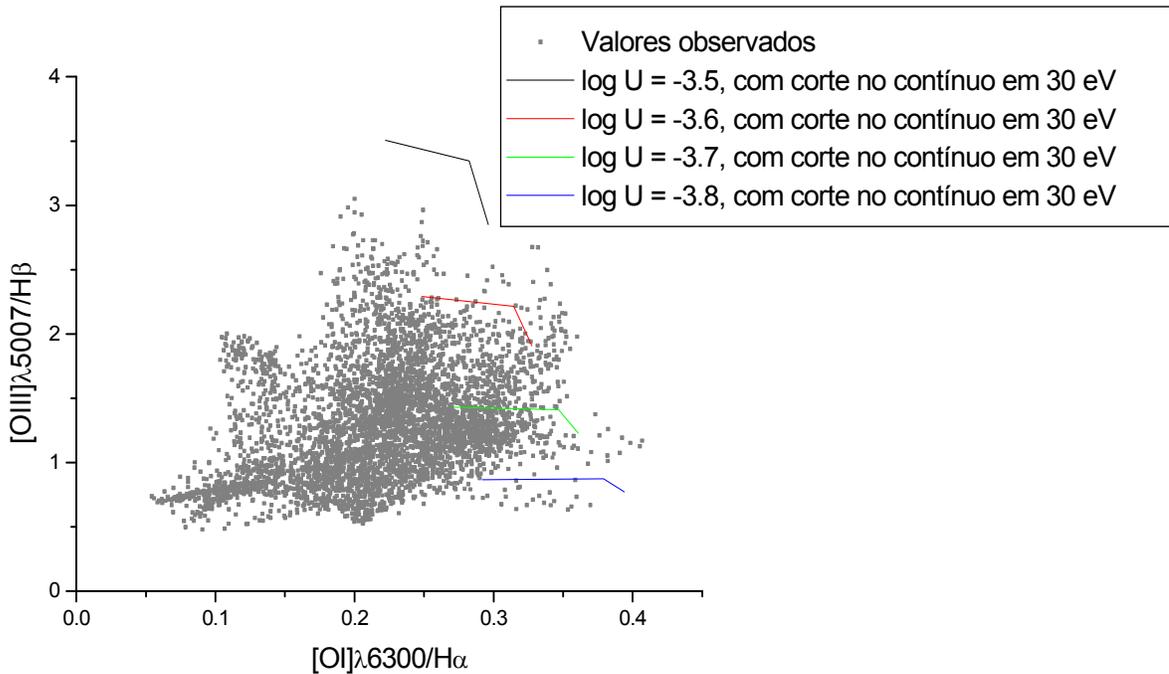


Figura 4.63: Diagrama de diagnóstico da figura 3.62, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Cloudy” em função dos diferentes parâmetros de ionização.

| Parâmetro | Valor |
|---------------------------------------|---|
| Densidade eletrônica | 10^2 cm^{-3} |
| Parâmetro de ionização | $10^{-3.8}$ a $10^{-3.3}$ |
| Índice espectral | -1.7 |
| Metalicidade | $0.7 Z_{\odot}$, Z_{\odot} e $1.5 Z_{\odot}$ |
| Filling factor | 0.01 |
| Corte inferior de energia do contínuo | 30 eV |

Tabela 4.3: Valores mais adequados encontrados para os parâmetros utilizados nas simulações de fotoionização por um AGN central, feitas com o software “Cloudy”.

Observando-se a figura 4.58, pode-se notar que os mapeamentos de $[\text{N II}] \lambda 6583/\text{H}\alpha$ e $[\text{S II}] (\lambda 6716 + \lambda 6731)/\text{H}\alpha$ são bastantes semelhantes, sendo que os valores máximos dessas duas razões de linhas encontram-se na região inferior do campo visual do IFU. Isso mostra que as linhas de $[\text{N II}] \lambda 6583$ e $[\text{S II}] \lambda 6716; \lambda 6731$ são geradas, possivelmente, nas mesmas regiões espaciais (não se pode garantir isso, já que o que está sendo observado aqui corresponde às projeções dessas regiões sobre o plano do céu).

A figura 4.59 mostra que o modelo que melhor consegue explicar os valores das razões de linhas $[\text{N II}] \lambda 6583/\text{H}\alpha$ e $[\text{S II}] (\lambda 6716+\lambda 6731)/\text{H}\alpha$ observados na região central de NGC 4736 foi

aquele com corte inferior de energia do contínuo em 100 eV, entretanto, ao se observar o diagrama da figura 4.62, pode-se notar que os modelos com cortes no contínuo em 50 eV e 100 eV não são capazes de reproduzir os pontos correspondentes às razões $[O III] \lambda 5007/H\beta$ e $[O I] \lambda 6300/H\alpha$. O modelo com corte no contínuo em 30 eV, por outro lado, foi capaz de explicar uma fração aproximadamente igual de pontos nos diagramas das figuras 4.59 e 4.62, o que torna esse modelo bastante confiável e coerente, embora ele não seja capaz de explicar a totalidade dos pontos. A figura 4.60 mostra que os parâmetros de ionização mais apropriados associados ao modelo com corte no contínuo em 30 eV são tais que $\log U = -3.3$ e -3.4 . A figura 4.63, por outro lado, revela que os valores desses parâmetros são tais que $\log U = -3.6, -3.7$ e -3.8 . Embora esses dois grupos de valores não sejam exatamente iguais, eles podem ser considerados compatíveis, com uma boa aproximação, assim, é possível concluir que o modelo com corte inferior de energia no contínuo em 30 eV pode ser considerado o mais coerente e confiável para explicar a fração de pontos mostrada nos diagramas acima.

Analisando-se a figura 4.61, percebe-se que os mapeamentos de $[O III] \lambda 5007/H\beta$ e $[O I] \lambda 6300/H\alpha$ são consideravelmente diferentes. Isso está de acordo com o esperado, já que a primeira dessas razões corresponde a um indicador de mais alta ionização e a segunda a um indicador de mais baixa ionização, ou seja, é de se esperar que elas sejam geradas em regiões espaciais diferentes. Entretanto, o fato de os maiores valores da razão $[O III] \lambda 5007/H\beta$ não serem emitidos nas áreas mais próximas ao AGN existente (o que seria de se esperar, já que as linhas de mais alta ionização tendem a ser geradas nas regiões mais próximas da fonte ionizante) indica que deve haver outros mecanismos ionizantes presentes. Nas imagens da figura 4.61 também se pode notar a presença de certas “falhas” (que aparecem na forma de regiões obscurecidas), que nada mais são do que regiões nas quais não foi possível determinar a intensidade de alguma das duas linhas envolvidas no cálculo da razão mapeada. Em geral, esses problemas ocorreram em espectros com baixas razões sinal/ruído, o que impedia a medição das intensidades de algumas linhas.

As simulações acima também foram feitas utilizando-se outros valores de densidade e metalicidade, entretanto, os resultados obtidos não foram tão satisfatórios quanto aqueles mostrados nas figuras anteriores. Também foram feitas simulações utilizando, como fonte ionizante, o contínuo emitido por uma estrela O (adotando-se os parâmetros de ionização adequados), mas os resultados não foram compatíveis com os valores observados.

Finalmente, utilizaram-se modelos de aquecimento por ondas de choque para tentar reproduzir os valores das razões de linhas observadas. As razões de linhas simuladas por esses modelos foram obtidas a partir do site http://cdswww.u-strasbg.fr/~allen/mappings_page1.html, que contém uma biblioteca de resultados encontrados com o software “Mappings III”, cuja função é simular espectros gerados em regiões com ondas de choque presentes (para maiores detalhes ver Allen et al (2008)). Os resultados desses modelos, entretanto, também foram incompatíveis com os valores das razões de linhas observadas.

Em resumo, pode-se dizer, a partir dos resultados obtidos com o Cloudy, que o modelo de um AGN (apresentando um contínuo na forma de uma lei de potência com índice espectral igual a -1.7) é capaz de explicar uma parte da emissão detectada na região central de NGC 4736, desde que seja tomado um contínuo com um corte inferior de energia em 30 eV e parâmetros de ionização com valores entre $10^{-3.8}$ e $10^{-3.3}$. Esse corte pode ser explicado como sendo causado pela absorção devido a uma grande quantidade de gás existente nas regiões próximas ao disco de acreção do AGN. Nesse caso, esse gás absorveria a maior parte dos fótons emitidos com energia inferior a 30 eV, de modo que somente os mais energéticos atingiriam a NLR e gerariam as linhas observadas no espectro. Quanto aos demais pontos dos diagramas de diagnóstico, pode-se concluir que eles, provavelmente, não são gerados apenas pela emissão proveniente do AGN. Os modelos de fotoionização por estrelas “jovens” não são aplicáveis aqui, já que a análise com o “Starlight” revelou uma quantidade muito pequena de estrelas de baixa idade. Além disso, a simulação envolvendo fotoionização por estrelas O também não gerou resultados compatíveis com os valores observados. A fotoionização por estrelas “velhas”, entretanto, talvez possa ter um papel importante nessa galáxia. O modelo de Taniguchi et al. (2000) (seção 2.5) está relacionado à fotoionização por populações estelares com idades próximas a $(1-5) \cdot 10^8$ anos e, provavelmente, também não tem uma importância muito grande para essa objeto, já que os resultados obtidos com o “Starlight” revelam que a maior parte da população estelar existente possui idades superiores a 10^9 anos. O modelo de Binette et al. (1994) foi elaborado para ser utilizado em galáxias elípticas, entretanto, como ele envolve a fotoionização a partir de estrelas com idades superiores a 10^9 anos, é possível que ele seja aplicável, pelo menos em parte, a essa galáxia. Evidentemente, o modelo de aquecimento por ondas de choque também não é o ideal nesse caso, já que os resultados das simulações envolvendo esse cenário foram incompatíveis com os valores

das razões de linhas observadas. É importante mencionar que os pontos dos diagramas de diagnóstico que não foram explicados pelo modelo do AGN talvez não possam ser reproduzidos por apenas um dos modelos mencionados acima, mas talvez por uma combinação deles.

5– NGC 404

5.1 – Introdução

NGC 404 é uma galáxia anã de tipo SA(s)0. A sua distância, determinada por Tikhonov et al (2003) utilizando-se o método TRGB (“Tip of the Red Giants Branch”), é de cerca de 3.42 Mpc, o que faz com que essa seja a galáxia S0 mais próxima. Visualmente, esse objeto está localizado a 7' da estrela Mirach da constelação de Andrômeda, o que, inclusive, lhe rendeu o apelido de “Fantasma de Mirach” (“Mirach’s Ghost”). A figura a seguir mostra a grande proximidade visual dessa galáxia com a estrela mencionada.



Figura 51: Imagem da estrela Mirach (da constelação de Andrômeda), juntamente com a galáxia NGC 404 (ponto brilhante na região superior direita da estrela), obtida a partir do SDSS2. A imagem possui 0.5° de lado e a orientação é norte para cima e leste para esquerda.

Esse objeto possui uma grande quantidade de gás H I, formando uma estrutura com o formato de um “donut”, que se estende desde um raio de 1.6 kpc até 6.4 kpc do núcleo. O H I forma, também, um anel externo menos brilhante, mas com o dobro desse diâmetro. Acredita-se

que esse gás tenha se originado a partir de um “merger” de NGC 404 com uma galáxia anã irregular com $M(B) \approx -15.5$ mag (del Rio et al. (2004)). A figura a seguir, obtida a partir do trabalho de del Rio et al. (2004), mostra as estruturas formadas pelo H I nessa galáxia.

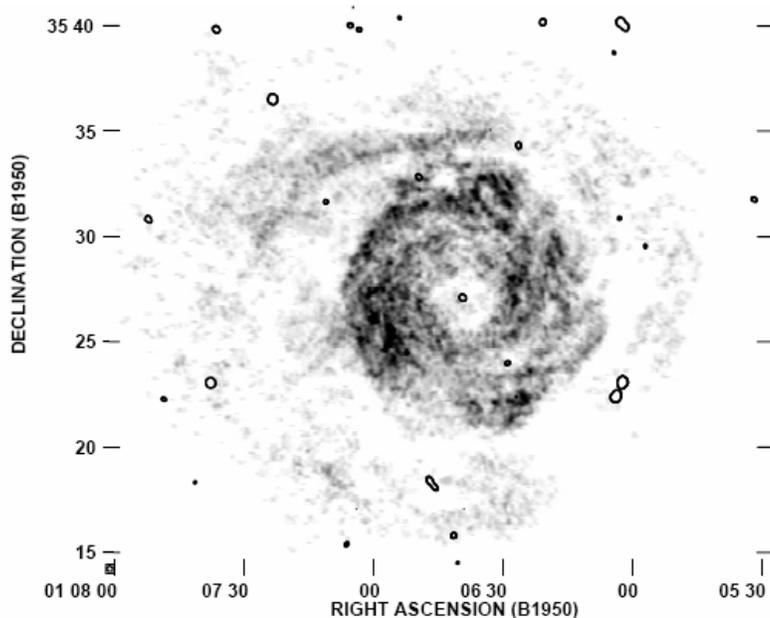


Figura 5.2: Mapa de hidrogênio neutro integrado de NGC 404, obtido a partir do trabalho de del Rio et al. (2004). A orientação é norte para cima e leste para esquerda.

O espectro em raios-x de NGC 404 é extremamente suave, o que é consistente com a hipótese de que ele seja originado a partir de gás quente. A única emissão significativa de raios-x vem de uma região próxima ao núcleo da galáxia. Há uma emissão estendida para oeste e sudoeste do núcleo que apresenta um aspecto similar ao de “bolhas”. Essa estrutura, juntamente com o fato de o espectro ser suave, sugerem que, de fato, a fonte dos raios-x seja gás quente provavelmente expelido para fora devido à ocorrência de um “starburst” no passado (Eracleous et al. (2002)). A figura a seguir (obtida a partir do trabalho de Eracleous et al. (2002)) mostra as fontes de raios-x detectadas pelo telescópio Chandra na região central de NGC 404.

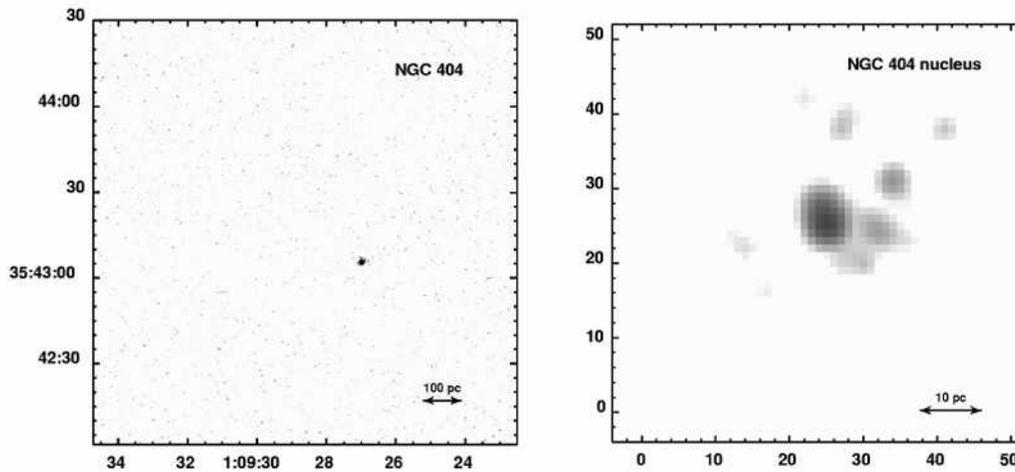


Figura 5.3: Imagem do trabalho de Eracleous et al. (2002) da região central de NGC 404 obtida com o telescópio Chandra na região espectral de raios-x duros (2-10 keV). A imagem da direita passou por um processo de deconvolução de Richardson-Lucy e a orientação de ambas é norte para cima e leste para esquerda.

Schmidt et al. (1990) mostraram que o espectro óptico dessa galáxia pode ser descrito por duas populações estelares. A população dominante no núcleo é consideravelmente velha (possui uma idade superior a $5 \cdot 10^9$ anos) e apresenta uma metalicidade $\left[\frac{Z}{Z_o} \right] \approx -0.5$. A segunda população apresenta uma idade de, aproximadamente, $1 \cdot 10^8$ anos.

Observações feitas com o “Hubble Space Telescope” (HST) também revelam a existência de duas populações estelares principais em NGC 404. A primeira delas é formada por estrelas mais jovens localizadas no bojo galáctico e situadas na fase AGB (“Asymptotic Giant Branch”), com uma idade de cerca de $3 \cdot 10^8$ anos. A segunda corresponde a uma população situada na fase RGB (“Red Giant Branch”) e localizada no disco, com uma idade de $6-15 \cdot 10^9$ anos. A metalicidade média no disco, estimada a partir da cor das estrelas RGB, é $\left[\frac{Fe}{H} \right] \cong -1.11$. A imagem a seguir, obtida com o HST, revela a presença de mais de uma fonte na região central de NGC 404, juntamente com uma emissão difusa.

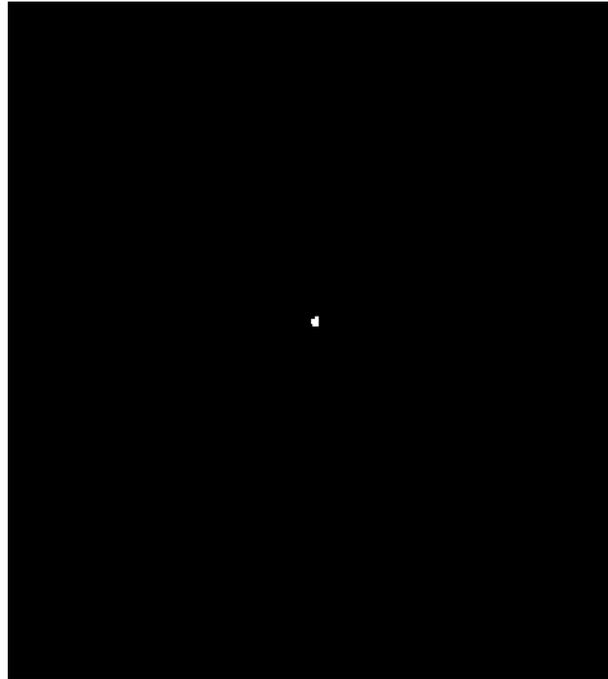


Figura 5.4: Imagem na banda F220W (centrada em 2300Å) da galáxia NGC 404 obtida com o HST. O campo possui 4.4" x 5.0" e a orientação é norte para cima e leste para esquerda.

Espectroscopia UV aplicada com o HST nessa galáxia revelou claros sinais de absorção gerada por estrelas OB. Entretanto, o fato das linhas de absorção observadas serem relativamente pouco profundas indica que a luz proveniente das estrelas massivas é diluída por alguma outra componente com fluxo comparável. Essa segunda componente poderia ser, possivelmente, um AGN ou o fluxo emitido por uma população de estrelas menos massivas, talvez associadas a um “starburst” antigo ou contínuo. (Maoz et al. (1998))

Del Rio et al. (2004) detectaram, também, uma fonte de rádio em 1.4 GHz nessa galáxia, cuja posição coincide com o núcleo óptico. O fluxo total medido nessa frequência foi de 3.6 mJy.

5.2 – Preparação do cubo de dados de NGC 404

Toda a redução dos dados das três integrações da região nuclear de NGC 404, obtidas com o IFU do GMOS do telescópio Gemini Norte, foi feita em ambiente IRAF com o pacote de tarefas Gemini, assim como no caso de NGC 4736. Entretanto, ao contrário do que foi feito para

NGC 4736, foi possível aplicar a subtração do céu nesse objeto, já que o campo de observação do céu do IFU ficou fora do disco da galáxia.

Seguindo o procedimento padrão, após o processo de redução, foi realizada a correção da refração atmosférica em cada um dos três cubos de dados, que, em seguida, foram combinados (na forma de média). Finalmente, foi aplicada a deconvolução de Richardson-Lucy sobre o cubo resultante, utilizando seis iterações e uma PSF variável calculada através da fórmula (3.19). Nesse caso, foram utilizados os valores $(\text{FWHM})_{\text{ref}}=1.03''$ e $\lambda_{\text{ref}}=6300 \text{ \AA}$, que foram obtidos a partir da imagem de aquisição dessa galáxia. As figuras a seguir mostram a soma de todas as imagens (correspondentes a cada um dos comprimentos de onda) do cubo de dados final obtido de NGC 404, assim como o seu espectro médio.

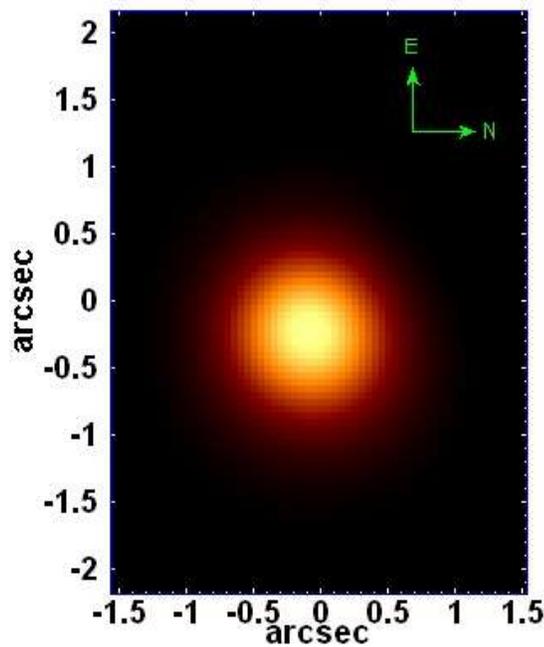


Figura 5.5: Soma de todas as imagens do cubo de dados obtido de NGC 404.

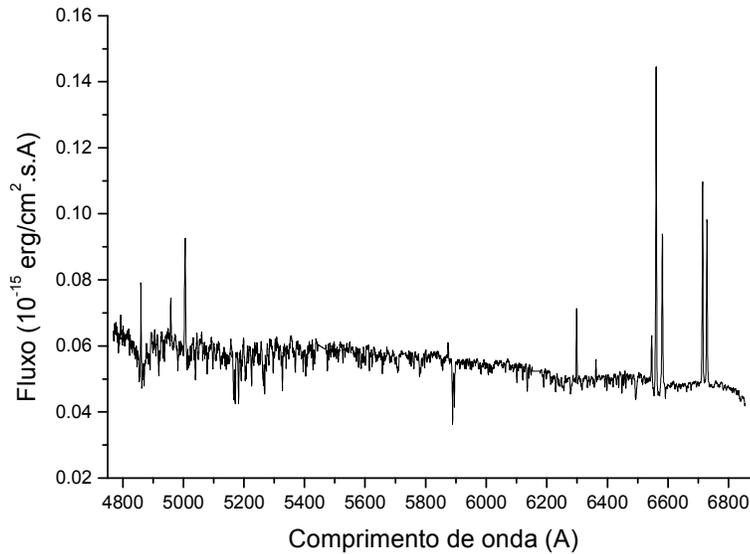


Figura 5.6: Espectro médio do cubo de dados obtido de NGC 404.

5.3 – Aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar

Após toda a preparação descrita na seção 5.2, aplicou-se o processo da Tomografia PCA sobre o cubo de dados resultante de NGC 404, de modo inteiramente análogo ao que foi feito para NGC 4736. É importante lembrar que, nessa primeira análise, não foi feito nenhum tipo de subtração do contínuo estelar. Os auto-espectros e respectivos tomogramas mais relevantes obtidos encontram-se a seguir.

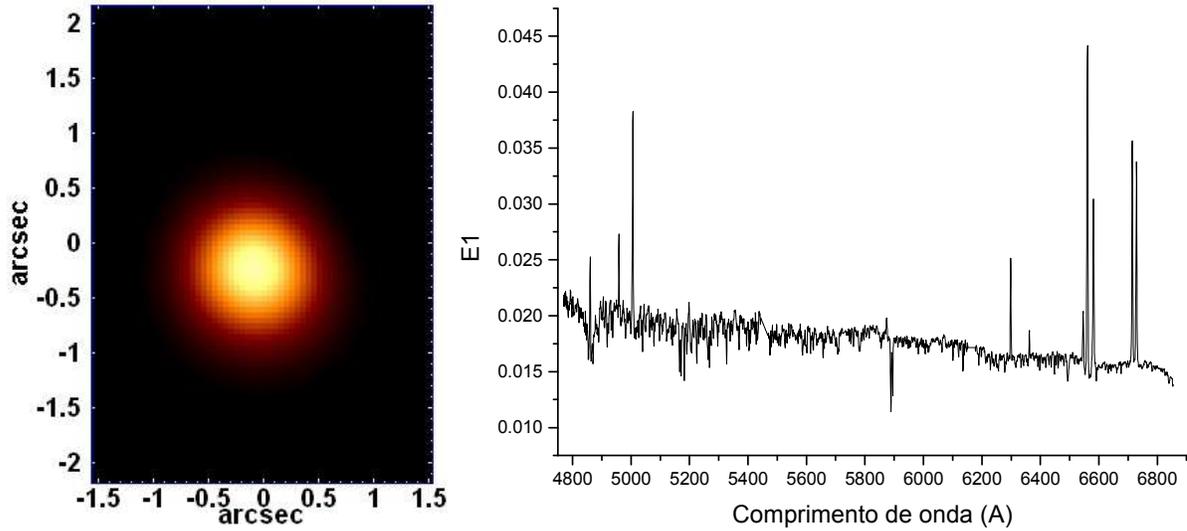


Figura 5.7: Auto-espectro $E1$ e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar.

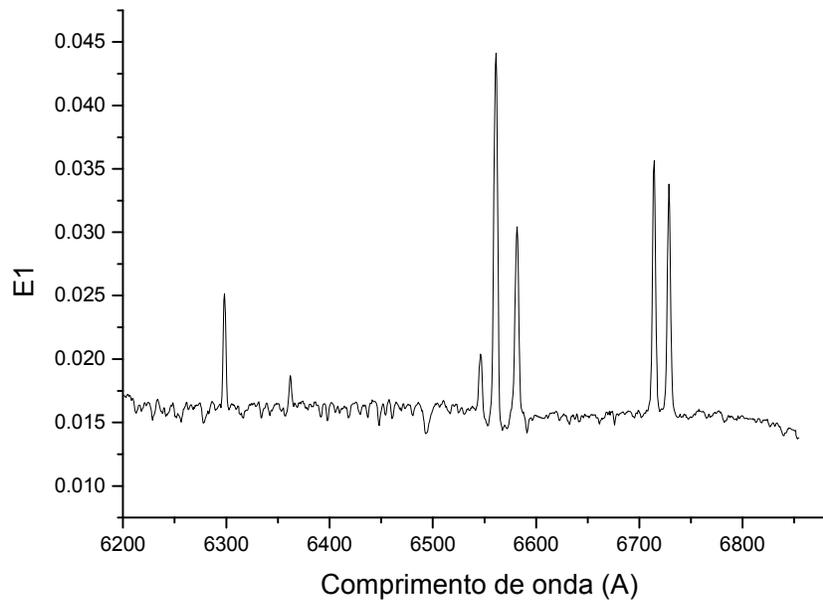


Figura 5.8: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro $E1$, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar.

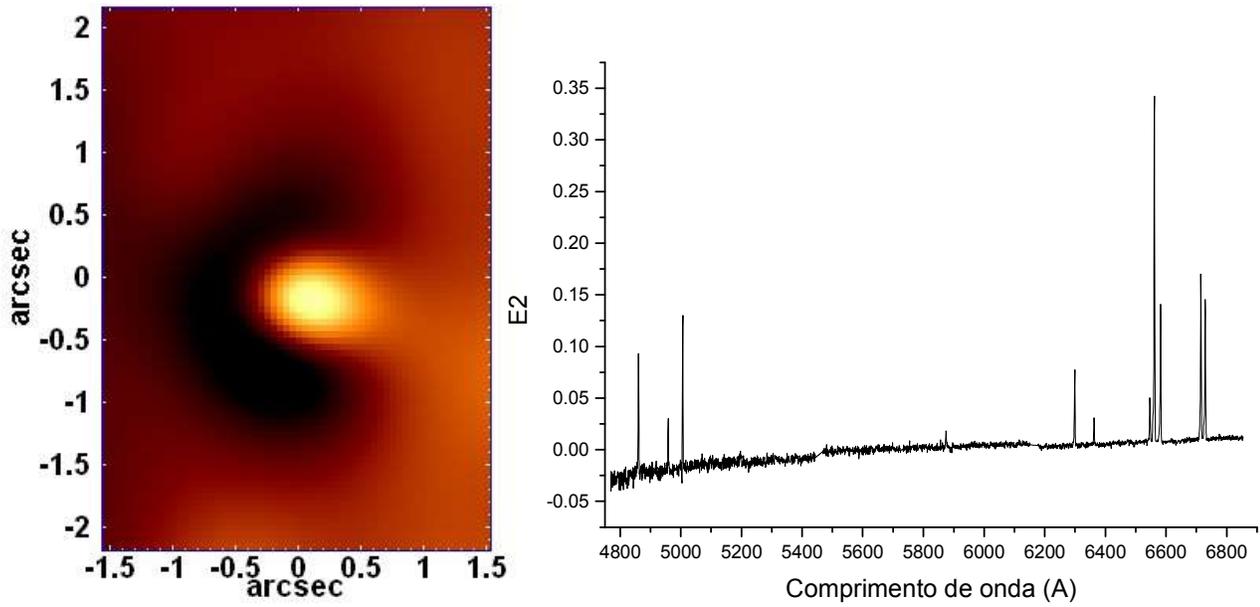


Figura 5.9: Auto-espectro E2 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar.

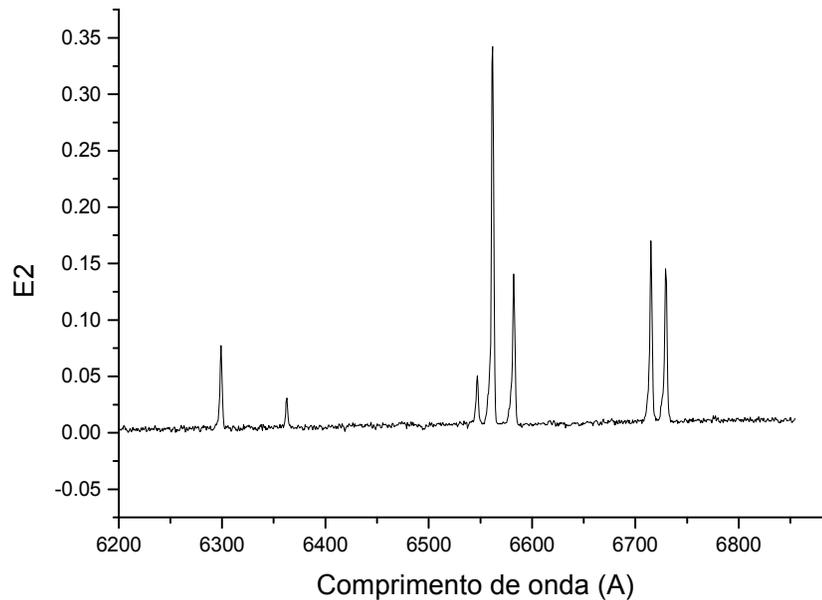


Figura 5.10: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E2, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar.

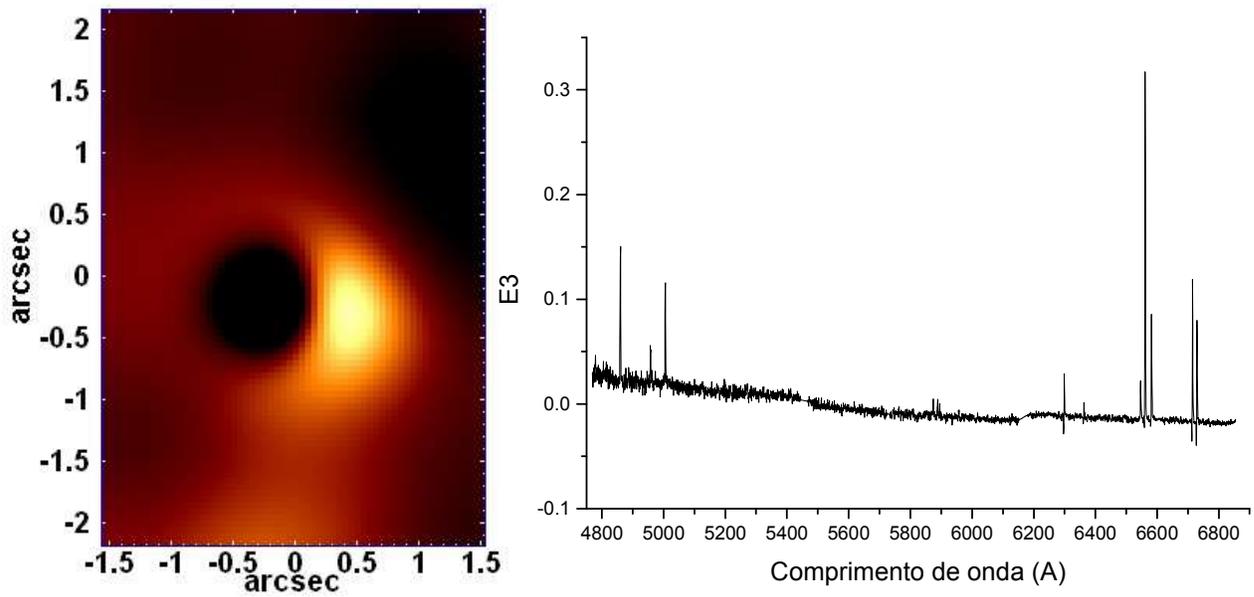


Figura 5.11: Auto-espectro E3 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar.

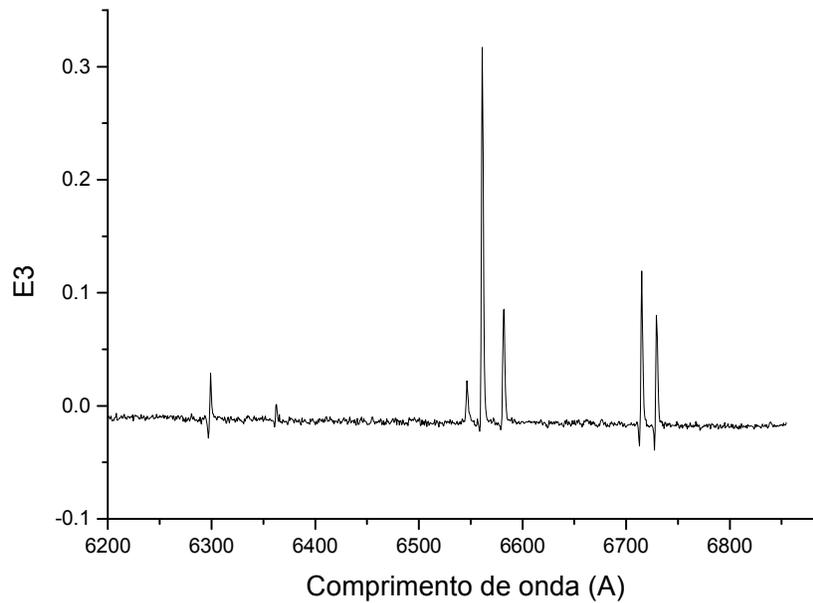


Figura 5.12: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E3, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar.

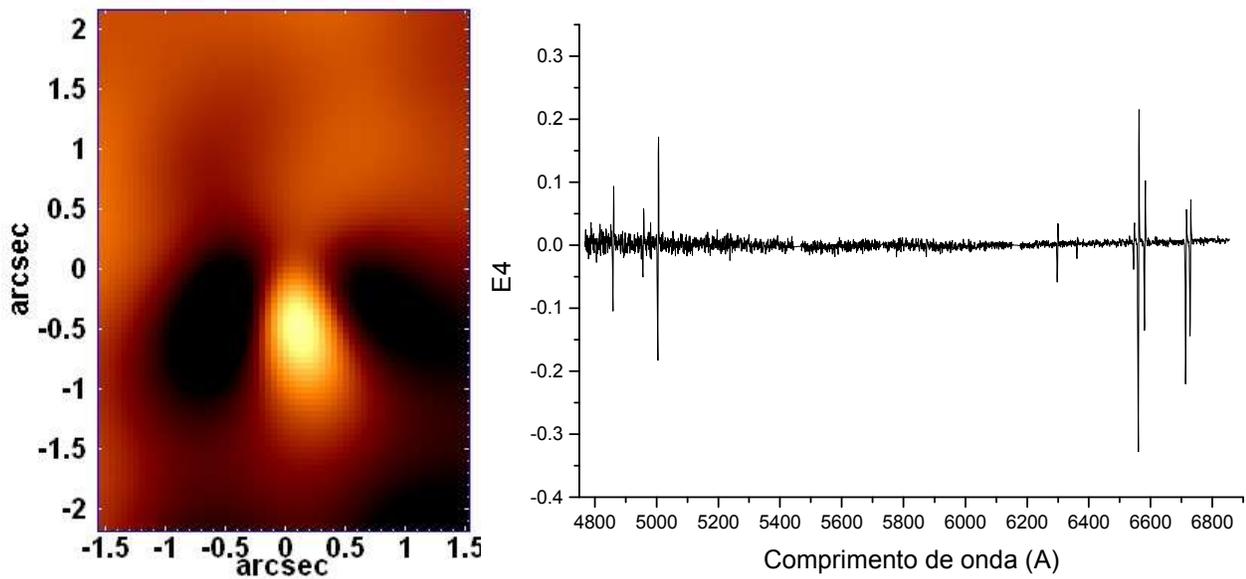


Figura 5.13: Auto-espectro $E4$ e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar.

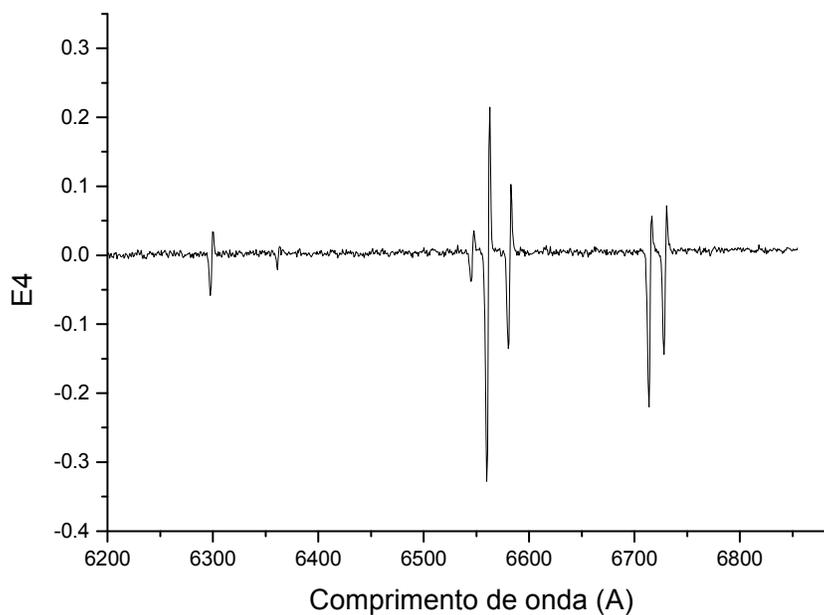


Figura 5.14: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro $E4$, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar.

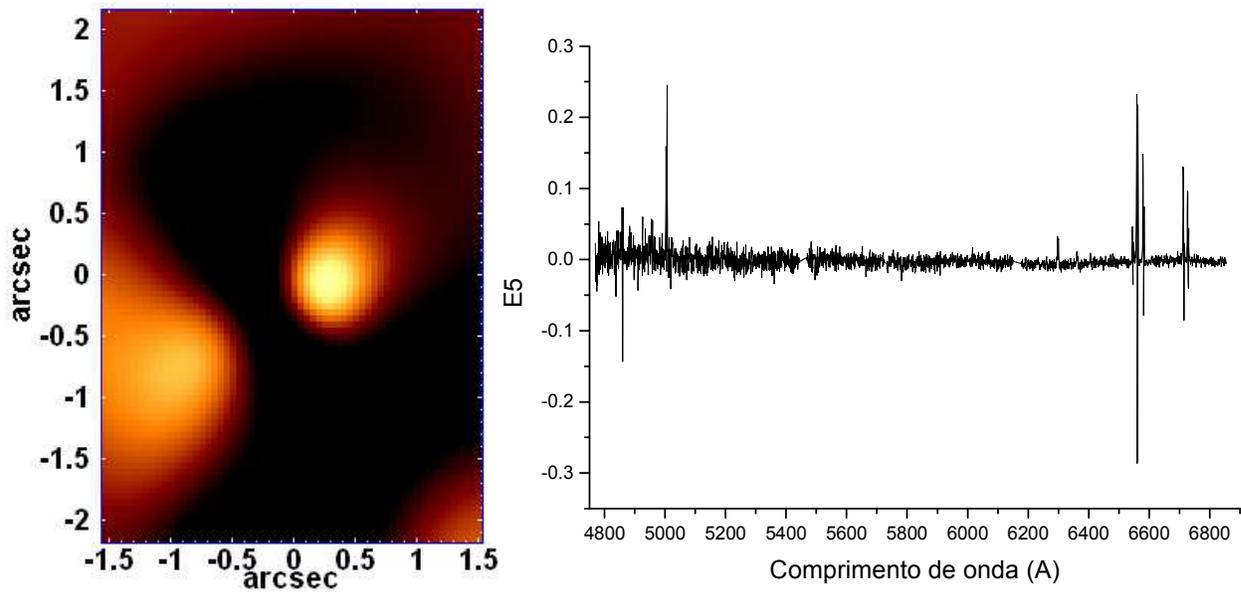


Figura 5.15: Auto-espectro E5 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar.

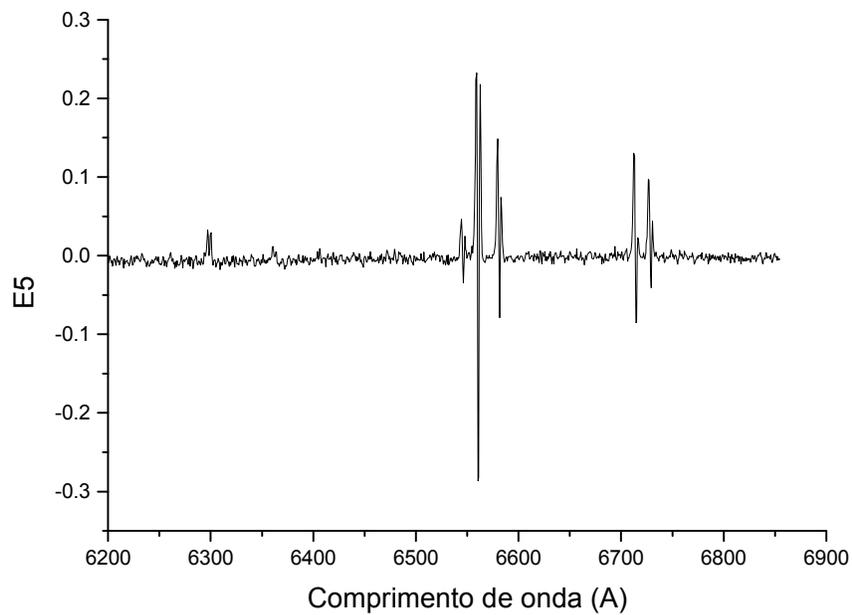


Figura 5.16: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E5, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar.

| Autovetor (%) | Variância explicada (%) |
|---------------|-------------------------|
| E1 | 99.5357 |
| E2 | 0.1981 |
| E3 | 0.1473 |
| E4 | 0.0374 |
| E5 | 0.0149 |

Tabela 5.1: Autovalores obtidos com o Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar.

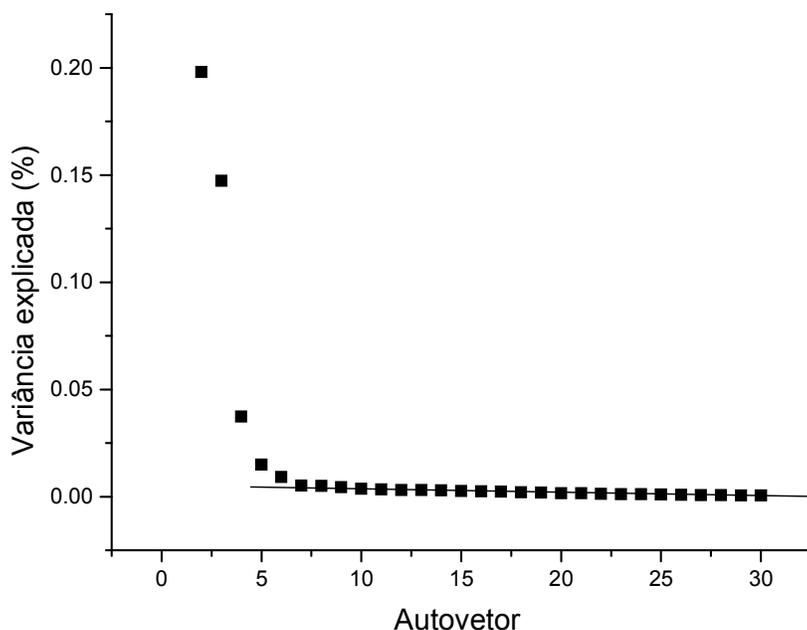


Figura 5.17: “Scree test” dos autovetores obtidos com a Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar.

A figura 5.7 mostra que o auto-espectro E1 e o tomograma correspondente (juntamente com a ampliação mostrada na figura 5.8) são bastante similares ao espectro médio e à soma de todas as imagens do cubo de dados de NGC 404, respectivamente. Isso está de acordo com o esperado, já que o autovetor E1 explica a grande maior parte da variância existente (99.5357 %). A análise da figura 5.9 revela que o auto-espectro E2 apresenta correlações com os comprimentos de onda correspondentes às principais linhas de emissão da galáxia NGC 404. Isso mostra que esse autovetor é um indicador da principal região emissora de linhas (próxima ao núcleo desse objeto), que está localizada na área mais clara do tomograma correspondente. Uma sobreposição desse tomograma com aquele correspondente ao autovetor E1 (figura 5.18 a seguir) mostra que a

região emissora de linhas não se localiza exatamente no centro do bojo. A ampliação da figura 5.10 mostra que as estruturas visíveis são indicativas de linhas de emissão consideravelmente estreitas, o que permite concluir que a região emissora dessas linhas (que é evidenciada por esse autovetor), provavelmente, não desse estar associada a um AGN. O autovetor E2 explica uma fração bem menor da variância (0.1981 %) do que E1.

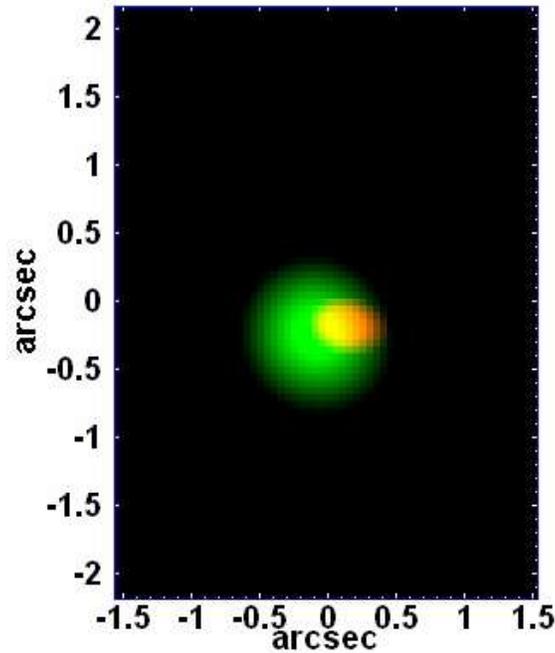


Figura 5.18: Sobreposição dos tomogramas correspondentes aos autovetores E1 (verde) e E2 (vermelho).

A figura 5.11, por sua vez, mostra que o auto-espectro E3 também parece estar relacionado à região emissora de linhas próxima ao núcleo dessa galáxia, já que apresenta fortes correlações com os comprimentos de onda correspondentes às principais linhas de emissão. A área clara do respectivo tomograma indica a localização da região emissora, que está razoavelmente compatível com a localização dada pelo tomograma de E2. Entretanto, pode-se notar que o auto-espectro E3 também apresenta pequenas anti-correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas azuis das linhas, o que parece indicar que esse autovetor também está relacionado com a cinemática da região central de NGC 404. Todos os detalhes da região espectral vermelha desse auto-espectro podem ser melhor visualizados na figura 5.12. A fração da variância explicada por E3 é de cerca de 0.1473 %. Analisando-se a figura 5.13 (e também a ampliação da figura 5.14), pode-se notar que o auto-espectro E4 apresenta correlações com os

comprimentos de onda correspondentes às asas vermelhas das linhas de emissão e anti-correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas azuis, o que mostra que esse autovetor parece ser um indicador do movimento de rotação do gás na região central dessa galáxia. Nesse caso, as áreas claras do respectivo tomograma apresentam uma componente radial da velocidade no sentido oposto ao observador e as áreas escuras possuem uma componente radial da velocidade no sentido do observador. Entretanto, as estruturas apresentadas pelo tomograma da figura 5.13 não parecem indicar claramente um mapa de rotação, o que pode significar que esse autovetor esteja relacionado não apenas com rotação do gás, mas também com outros aspectos cinemáticos, como, por exemplo, ventos estelares. A fração da variância explicada por esse autovetor é de cerca de 0.0374 %. Finalmente, a figura 5.15 mostra que o auto-espectro E5 apresenta correlações com os comprimentos correspondentes às asas azuis e vermelhas das linhas de emissão e anti-correlações com os comprimentos de onda correspondentes às regiões centrais das linhas, o que parece indicar um movimento de expansão do gás. É bem possível que essa expansão esteja associada à presença de ventos estelares na região central de NGC 404. Maiores detalhes da região espectral vermelha desse auto-espectro podem ser visualizados na ampliação da figura 5.16. A fração da variância explicada por esse autovetor é de cerca de 0.0149 %.

O “scree test” mostrado na figura 5.17 revela que, assim como nos casos das Tomografias PCA aplicadas aos dados de NGC 4736, os valores das variâncias explicadas pelos autovetores de ordem maior do que E5 se tornam praticamente constantes, o que indica que eles representam, sobretudo, ruído e não possuem grande relevância na análise.

Pelos resultados mostrados até aqui, pode-se concluir que essa análise com a Tomografia PCA revelou que a principal região emissora de linhas não está localizada exatamente no centro do bojo dessa galáxia. Além disso, também não foi detectado nenhum indício da existência de um possível AGN nesse objeto. Com relação aos aspectos cinemáticos, pode-se dizer que a análise mostrou a existência não apenas de uma provável rotação do gás, mas também a presença de possíveis ventos estelares na região central de NGC 404.

5.4 – Síntese espectral do cubo de dados de NGC 404 com o “Starlight”

Após a análise inicial com a Tomografia PCA, fez-se uma síntese espectral do cubo de dados de NGC 404 com o software “Starlight”. Antes disso, entretanto, foi necessário, assim como foi feito com NGC 4736, realizar toda a preparação dos espectros descrita na seção 3.6. No caso de NGC 404, a correção do “redshift” foi feita adotando-se o valor $z=-0.0002$ (nesse caso trata-se de um “blueshift”), ao passo que a correção do avermelhamento da Galáxia foi feita tomando-se $A_V=0.194$. A partir dos resultados obtidos, foi possível fazer mapeamentos de uma série de parâmetros.

5.4.1 – Qualidade dos ajustes

Primeiramente, para se avaliar a qualidade dos ajustes obtidos com o “Starlight”, fez-se o mapeamento dos valores do χ^2 (dado pela expressão (3.50)) obtidos. A figura em questão encontra-se a seguir

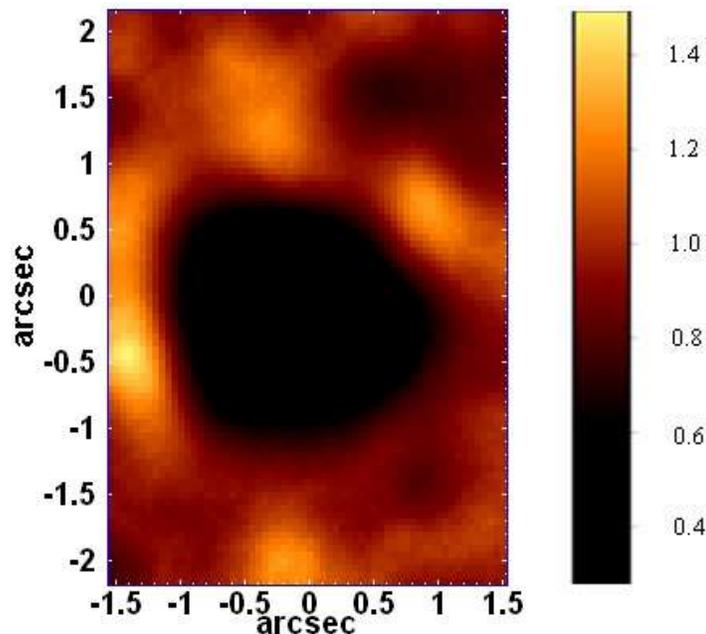


Figura 5.19: Mapeamento dos valores de χ^2 dos ajustes obtidos pelo “Starlight” para os espectros do cubo de dados de NGC 404.

Observando-se a figura 5.19, pode-se notar que os melhores ajustes feitos pelo “Starlight” foram obtidos, assim como no caso de NGC 4736, na região mais próxima ao centro do campo visual do IFU, já que foi nessa área que o χ^2 assumiu os menores valores (cerca de 0.28). Nas regiões mais externas e mais brilhantes da imagem acima, o χ^2 chegou a atingir valores de cerca de 1.49, o que mostra que os ajustes para essa galáxia foram um pouco piores do que aqueles obtidos para NGC 4736 (cujos ajustes não apresentaram valores de χ^2 superiores a 1.0). Mesmo assim, como 1.49 ainda é um valor bastante razoável para o χ^2 , pode-se dizer que todos os ajustes obtidos pelo “Starlight” para os espectros de todas as regiões espaciais do cubo de dados de NGC 404 podem ser considerados confiáveis, dentro de uma precisão considerável.

5.4.2 – Parâmetros cinemáticos

Os parâmetros seguintes obtidos com o “Starlight” foram v_* e σ_* , que correspondem, respectivamente, à velocidade radial de rotação estelar e à dispersão de velocidades. Esses parâmetros, conforme foi mencionado na seção 3.6, compõem a distribuição gaussiana $G(v_*, \sigma_*)$. Os mapeamentos dessas duas grandezas cinemáticas obtidas com os ajustes encontram-se a seguir.

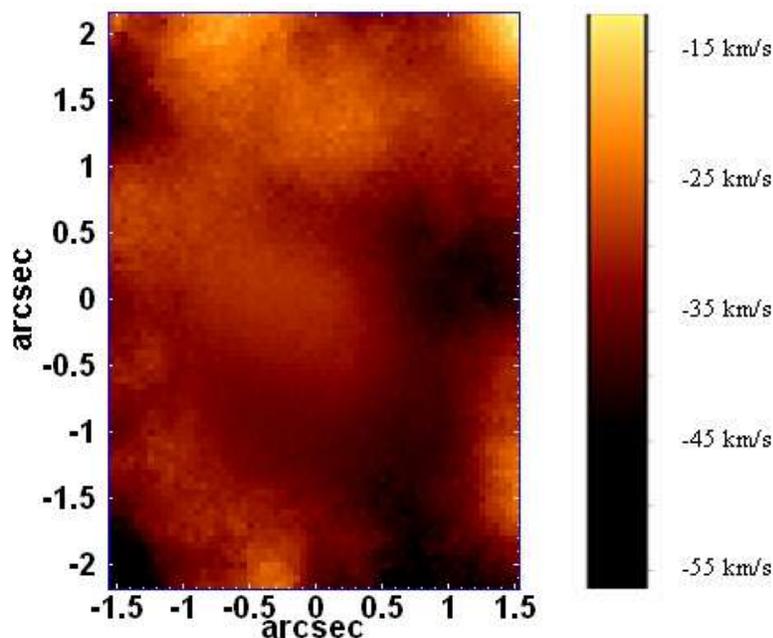


Figura 5.20: Mapeamento dos valores da velocidade radial estelar obtidos a partir da síntese espectral do cubo de dados de NGC 404 feita com o “Starlight”.

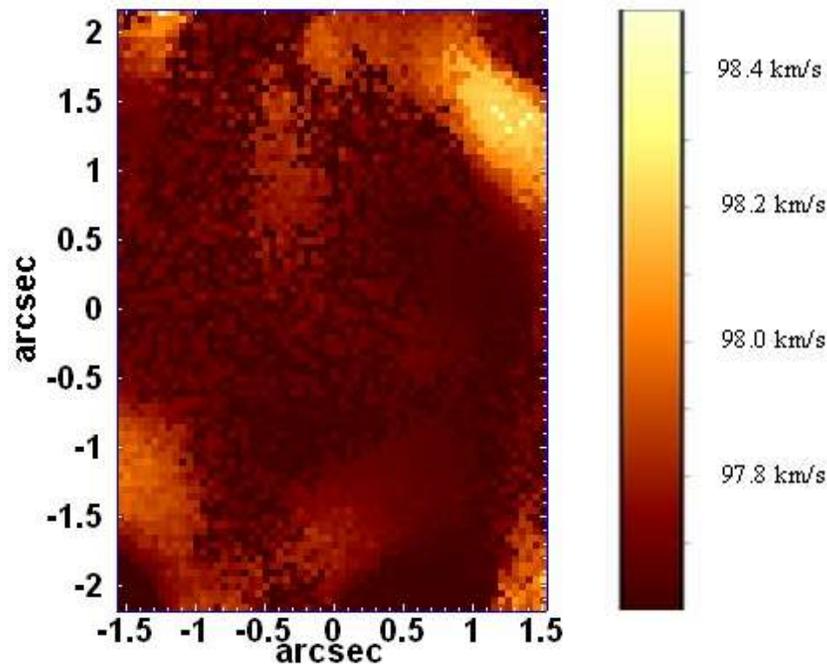


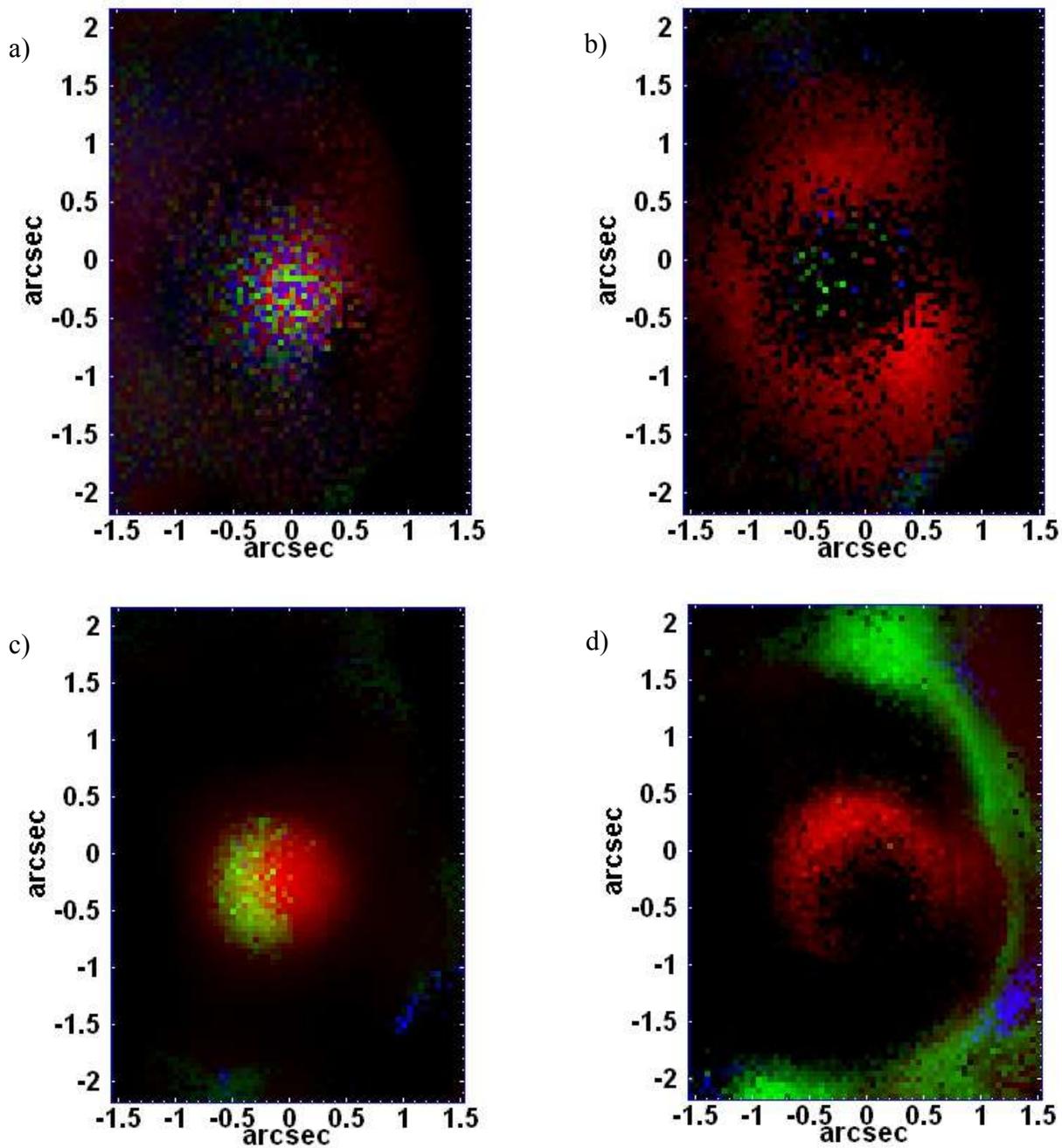
Figura 5.21: Mapeamento dos valores da dispersão de velocidades obtidos a partir da síntese espectral do cubo de dados de NGC 404 feita com o “Starlight”.

A figura 5.20 mostra que, ao contrário do que ocorreu no caso de NGC 4736, o mapeamento dos valores da velocidade radial estelar não apresentou a aparência de um mapa de rotação. No caso da figura 5.21, por outro lado, pode-se notar que o mapeamento dos valores da dispersão de velocidades apresentou estruturas similares a “filamentos”. É possível que a existência de tais filamentos seja devida a diferentes populações estelares apresentando valores de dispersão de velocidades variados. De qualquer modo, nessa imagem não foi possível observar estruturas tão marcantes como, por exemplo, um “sigma drop” (que foi detectado nos dados de NGC 4736).

5.4.3 – Populações estelares

O próximo parâmetro analisado, fornecido pelo “Starlight”, foi x_j (descrito na seção 3.6). A análise desse parâmetro foi feita de modo inteiramente análogo ao de NGC 4736: primeiramente, fizeram-se os mapeamentos dos valores de x_j para cada uma das 150 populações estelares utilizadas para obter o ajuste. Em seguida, construiu-se um cubo de dados com os

espectros estelares sintéticos fornecidos pelo “Starlight” e integrou-se todo esse cubo de maneira a obter uma imagem representativa do fluxo estelar total emitido. Finalmente, considerando-se os valores de x_j como representativos da fração do fluxo total devido a cada população estelar (e não apenas a fração do fluxo em λ_0), multiplicou-se cada um dos mapeamentos de x_j pela imagem representativa do fluxo estelar total emitido, obtendo-se, assim, os mapeamentos do fluxo emitido por cada uma das 150 populações estelares consideradas no ajuste. Essas imagens foram combinadas, resultando nas figuras a seguir.



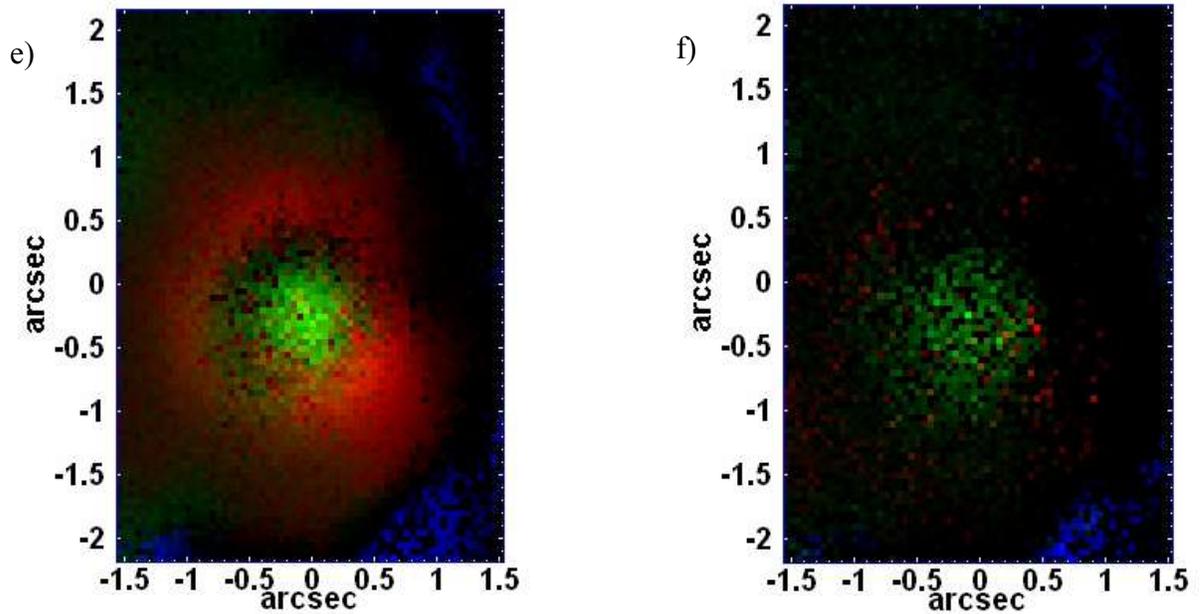
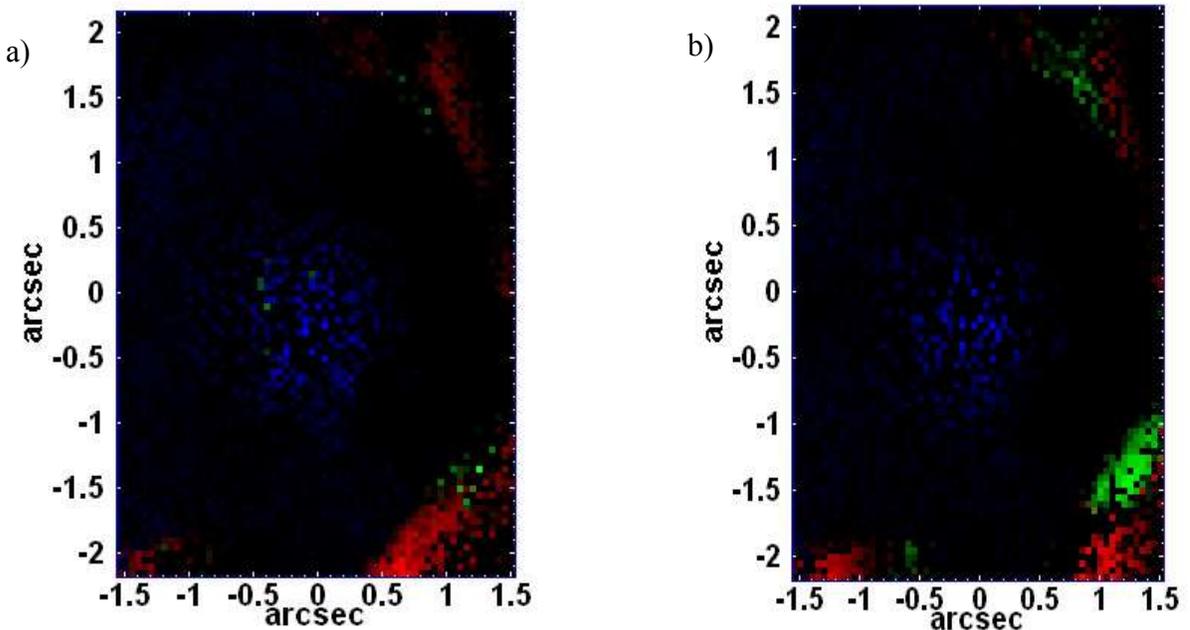


Figura 5.22: a) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1 \cdot 10^6$ e $8.71 \cdot 10^6$ anos;
 b) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1 \cdot 10^7$ e $5.5 \cdot 10^7$ anos;
 c) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1.02 \cdot 10^8$ e $9.05 \cdot 10^8$ anos;
 d) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1.28 \cdot 10^9$ e $7.5 \cdot 10^9$ anos;
 e) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1 \cdot 10^{10}$ e $1.5 \cdot 10^{10}$ anos;
 f) Imagem em RGB da população estelar com idade $1.8 \cdot 10^{10}$ anos. Em todas as imagens, a cor azul indica baixa metalicidade ($Z=0,0001$ e $Z=0,0004$), a cor verde indica metalicidade intermediária ($Z=0,004$ e $Z=0,008$) e a cor vermelha indica metalicidade mais elevada ($Z=0,02$ e $Z=0,05$), lembrando que $Z_{\odot}=0,02$.



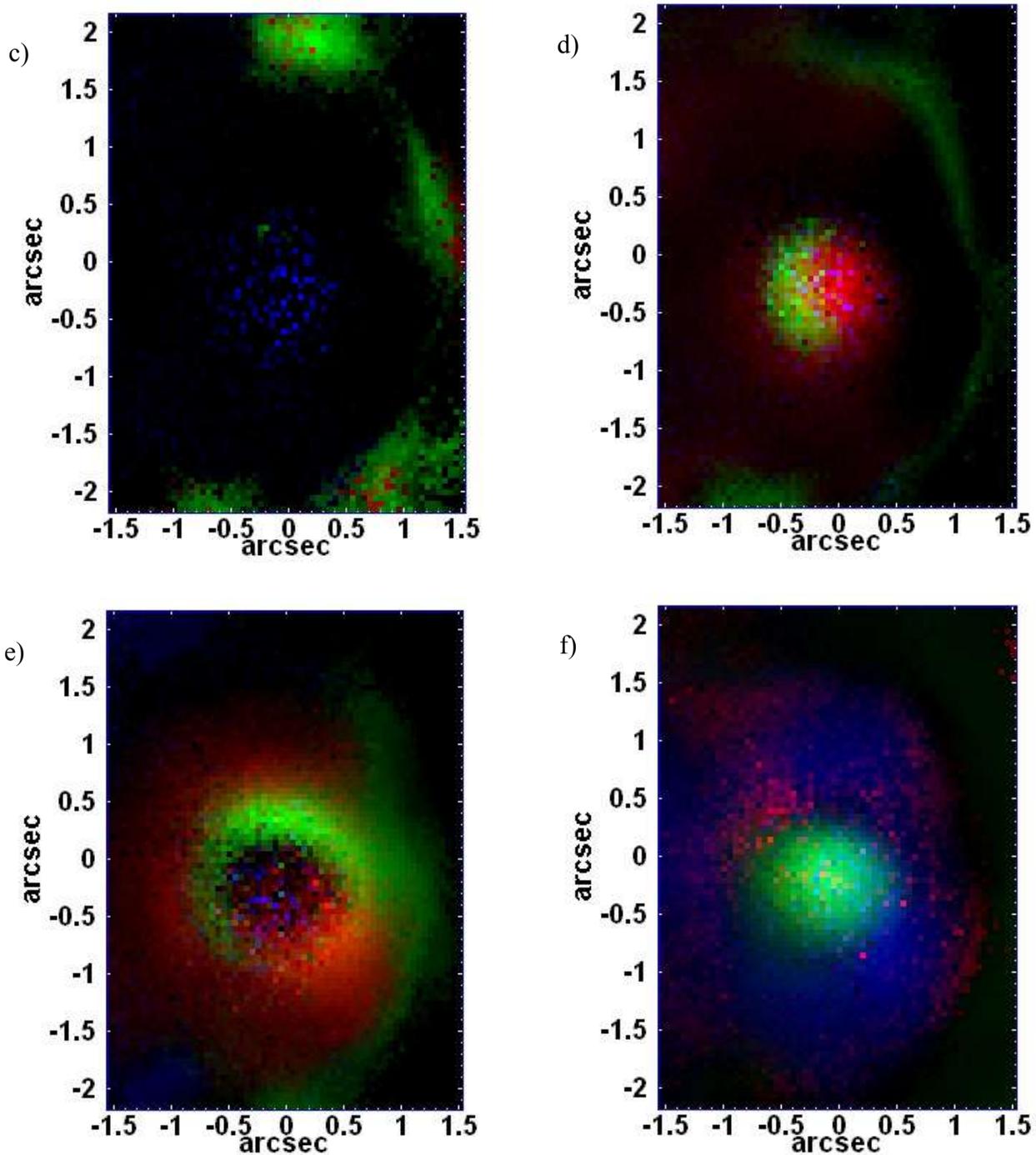


Figura 5.23: a) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.0001$; b) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.0004$; c) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.004$; d) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.008$; e) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.02$; f) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.05$. Em todas as imagens, a cor azul indica população estelar jovem (desde $1 \cdot 10^6$ anos até $5.5 \cdot 10^7$ anos), a cor verde indica população estelar com idade intermediária (desde $1.02 \cdot 10^8$ anos até $4.25 \cdot 10^9$ anos) e a cor vermelha indica população estelar velha (desde $6.25 \cdot 10^9$ anos até $1.8 \cdot 10^{10}$ anos). É importante lembrar que $Z_0=0,02$.

Observando-se a figura 5.22, pode-se notar a existência de diferentes estruturas espaciais nos mapeamentos do fluxo emitido pelas diversas populações estelares. Isso parece indicar a ocorrência, em diferentes regiões espaciais, de vários episódios de formação estelar ao longo da evolução da galáxia, o que é razoavelmente similar ao que foi observado nos dados de NGC 4736. Pelos dados mostrados na figura 5.22, a evolução estelar na região central de NGC 404 pode ser resumida da seguinte maneira: o primeiro episódio de formação estelar ocorreu há $1.8 \cdot 10^{10}$ anos, dando origem a uma população de estrelas predominantemente de média metalicidade e localizada, em sua maior parte, próximo ao centro do bojo da galáxia (figura 5.22 – “f”). Num período posterior (entre $1 \cdot 10^{10}$ anos e $1.5 \cdot 10^{10}$ anos atrás) começou a ocorrer formação estelar em uma região de forma anular ao redor do centro do bojo galáctico, dando origem a uma população estelar de alta e média metalicidade. Nesse período, entretanto, a formação estelar inicial no centro do bojo da galáxia ainda não havia cessado (figura 5.22 – “e”). É provável que o segundo episódio de formação estelar tenha ocorrido em um ambiente enriquecido com metais liberados pela primeira população estelar na região do centro do bojo, o que explica o fato da segunda população estelar apresentar uma metalicidade consideravelmente maior do que a primeira. O terceiro episódio de formação estelar ocorreu num período entre $1.28 \cdot 10^9$ e $7.5 \cdot 10^9$ anos atrás, dando origem a estrelas, predominantemente, de média metalicidade localizadas em uma estrutura com a forma de um “meio anel” (figura 5.22 – “d”). Nesse período, a formação de estrelas com alta metalicidade na região de forma anular mencionada anteriormente ainda não havia cessado totalmente, e é possível, também, que as estrelas formadas tenham sido enriquecidas com metais liberados pelas populações formadas nos períodos anteriores. O quarto episódio de formação estelar ocorreu entre $1.02 \cdot 10^8$ e $9.05 \cdot 10^8$ anos atrás, originando estrelas de média e alta metalicidade (sobretudo alta metalicidade) localizadas na região próxima do centro do bojo (figura 5.22 – “c”). As altas metalicidades apresentadas pela população estelar formada nesse período, provavelmente, se devem ao fato dessas estrelas terem se originado em um meio bastante enriquecido com metais produzidos pelas populações anteriores. O quinto episódio de formação estelar ocorreu num período entre $1 \cdot 10^7$ e $5.5 \cdot 10^7$ anos atrás, dando origem a estrelas, predominantemente, de alta metalicidade, localizadas numa região com forma anular similar àquela originada no segundo episódio de formação estelar (figura 5.22 – “b”). Analogamente a todos os casos anteriores, as altas metalicidades apresentadas pela população estelar formada nesse período, provavelmente, se devem ao fato dessas estrelas terem

se formado em um ambiente enriquecido por metais liberados pelas estrelas formadas nos períodos anteriores. Finalmente, o último período de formação estelar ocorreu entre $1 \cdot 10^6$ e $8.71 \cdot 10^6$ anos atrás, tratando-se, portanto, de um “starburst” recente. As estrelas se formaram nessa época, sobretudo, na região próxima ao centro do bojo, apresentando metalicidades variadas (figura 5.22 – “a”).

Analisando-se a figura 5.23, pode-se notar que as populações estelares observadas apresentam, predominantemente, valores médios e elevados de metalicidade, com algumas variações de região para região. A área em forma de “meio anel” mencionada anteriormente, por exemplo, possui, sobretudo, uma metalicidade média, ao passo que a região com forma anular possui metalicidades mais elevadas.

Essa análise é compatível com a de Schmidt et al (1990), que encontraram, na região central, uma população predominante velha com metalicidade intermediária. A análise acima mostra, no entanto, que isso só vale para o segundo de arco central. No entorno imediato já é encontrada uma população estelar velha, mas de alta metalicidade. Isso mostra a importância de se fazer a síntese de população estelar com resolução espacial.

Para se aprofundar a análise anterior, construíram-se os gráficos (em forma de colunas) das frações de massa e de fluxo correspondentes a cada uma delas, levando-se em conta as populações de todo o campo visual do IFU. Os gráficos obtidos encontram-se a seguir.

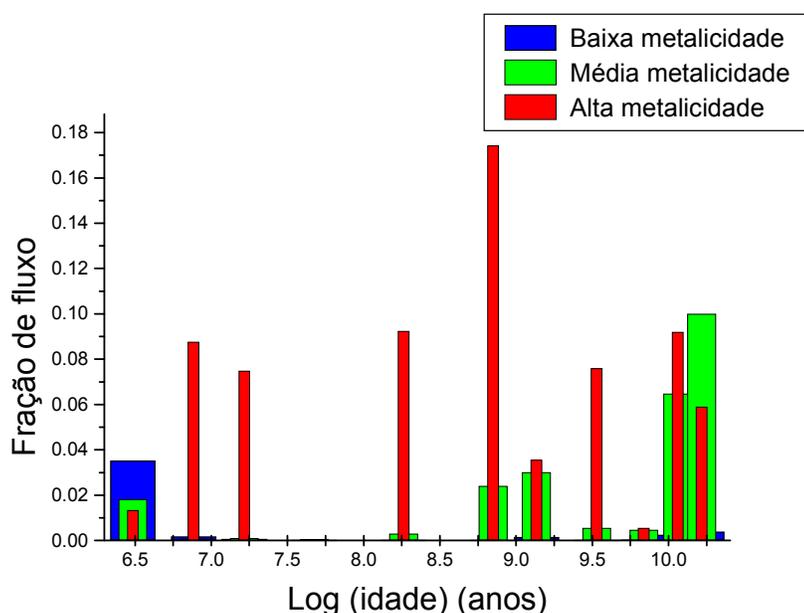


Figura 5.24: Histograma representativo das frações de fluxo devidas às populações estelares de todo o campo visual do IFU.

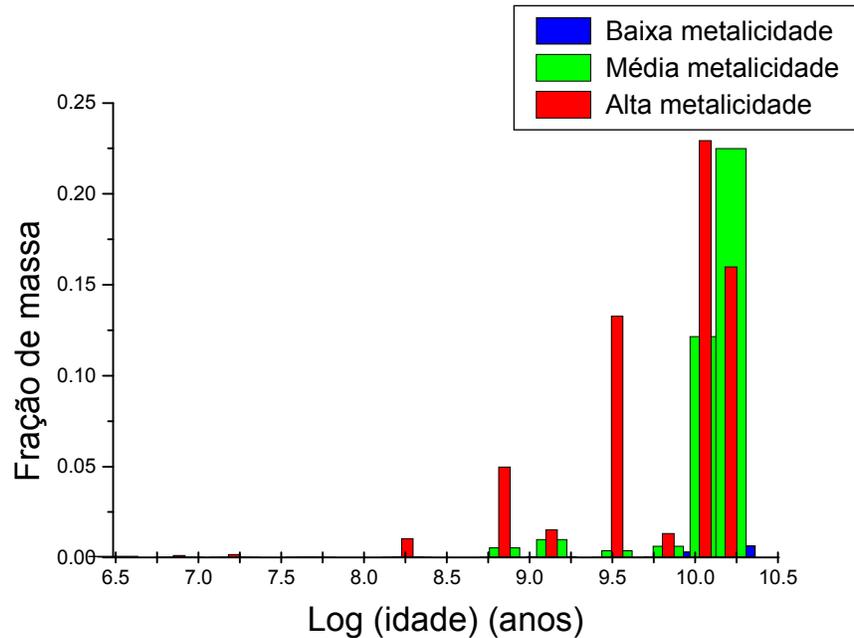


Figura 5.25: Histograma representativo das frações de massa devidas às populações estelares de todo o campo visual do IFU.

Nos gráficos anteriores, a baixa metalicidade corresponde a populações com $Z=0,0001$ e $Z=0,0004$, a média metalicidade representa populações com $Z=0,004$ e $Z=0,008$ e a alta metalicidade indica populações com $Z=0,02$ e $Z=0,05$.

O gráficos da figura 5.24 mostram claramente a ocorrência dos diversos episódios de formação estelar, mencionados anteriormente. Pode-se notar, também, que as populações formadas em todos esses episódios apresentaram, sobretudo, metalicidades médias e elevadas, o que também está de acordo com o que foi dito anteriormente. A figura 5.25, por outro lado, mostra que a maior parte da massa estelar na região central de NGC 404 está contida nas populações estelares com idades superiores a 10^{10} anos. Esse fato pode ser facilmente compreendido levando-se em conta os valores das razões massa/luminosidade das populações estelares envolvidas: embora haja um certo fluxo emitido por populações estelares com idades consideravelmente mais baixas do que 10^{10} anos (inclusive com idades próximas a 10^6 anos, o que parece estar relacionado a um “starburst” recente), os baixos valores da razão massa/luminosidade correspondentes às estrelas dessas populações fazem com que as suas massas não sejam muito significativas quando comparadas à massa estelar total da região central dessa galáxia.

Foi sugerido que a existência de H I na galáxia poderia ser explicada por um “merger” de uma galáxia anã. Se isso de fato ocorreu, a figura 5.25 mostra que deve ter sido há cerca de $3.4 \cdot 10^9$ anos atrás.

5.4.4 – Extinção interestelar

Finalmente, fez-se o mapeamento do último parâmetro fornecido pelo “Starlight”, A_V , que corresponde à extinção interestelar existente na galáxia observada (conforme explicado na seção 3.6). O mapeamento obtido encontra-se a seguir.

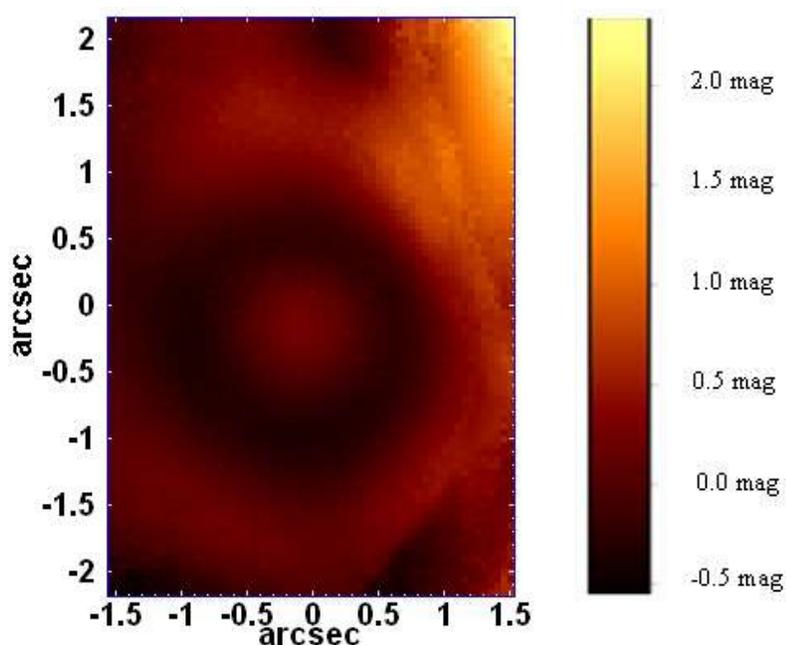


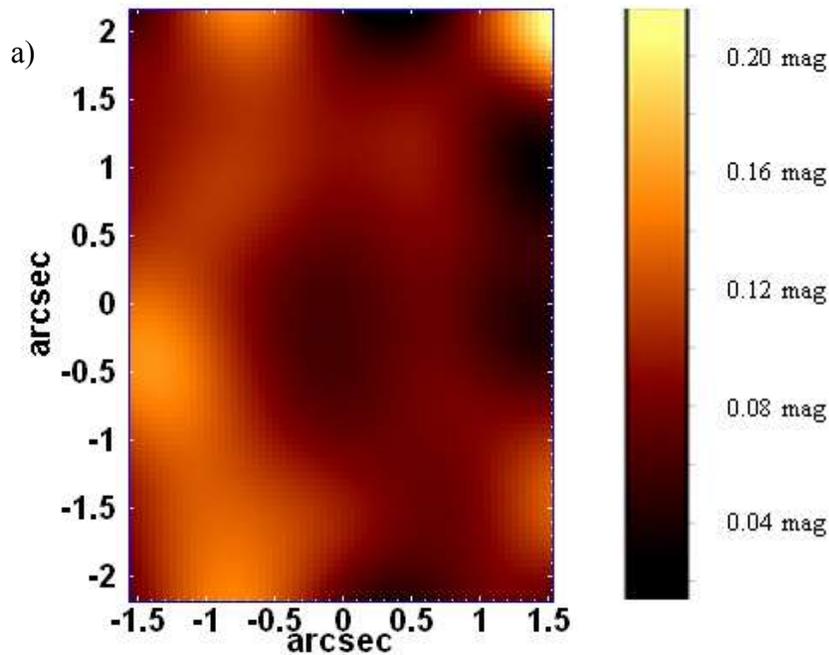
Figura 5.26: Mapeamento dos valores de A_V obtidos a partir da síntese espectral do cubo de dados de NGC 404 feita com o “Starlight”.

Observando-se a figura 5.26, pode-se notar que os valores de A_V são maiores na região superior direita do campo visual do IFU (chegando a atingir valores de cerca de 2.3 mag). Os menores valores de A_V estão localizados em uma região com formato anular ao redor do centro do bojo. As demais regiões espaciais do cubo de dados apresentaram valores intermediários de A_V . Na região anular ao redor do centro do bojo mencionada, A_V chega a apresentar valores negativos, que, em geral, encontram-se dentro da incerteza do “Starlight” e, basicamente, são um indicativo de que a extinção é bem pequena ou nula nessa região. Exatamente como no caso de

NGC 4736, é possível que a correção devido à extinção da Galáxia tenha sido ligeiramente exagerada para algumas regiões da galáxia NGC 404, o que pode ter acarretado nos valores negativos observados na imagem acima.

5.4.5 – Índices de Lick

Para se verificar a confiabilidade dos resultados obtidos com o “Starlight”, calcularam-se os valores dos índices de Lick Mg_1 e Mg_2 dos espectros do cubo de dados original de NGC 404, utilizando-se a equação (4.1), e construíram-se os mapeamentos dessas grandezas. Os resultados obtidos encontram-se a seguir.



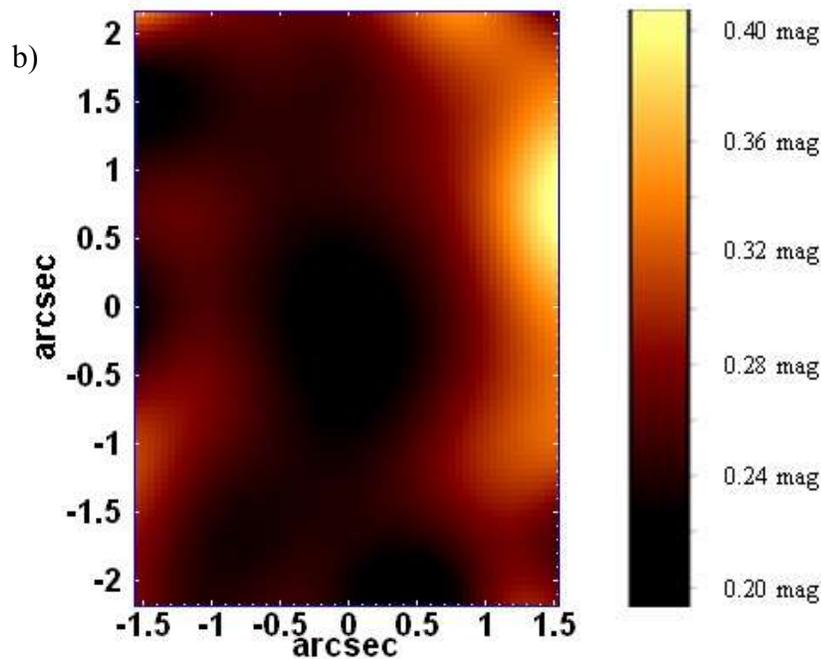


Figura 5.27: Mapeamentos dos valores dos índices de Lick Mg_1 (a) e Mg_2 (b), obtidos a partir dos espectros do cubo de dados de NGC 404.

Observando-se os mapeamentos da figura 5.27, pode-se notar que eles não apresentam estruturas muito semelhantes com aquelas presentes nas imagens das figuras 5.22 e 5.23 (ao contrário do que aconteceu no caso de NGC 4736, cujos mapeamentos dos índices de Lick apresentaram várias semelhanças com os mapeamentos das diversas populações estelares). Entretanto, uma análise mais cuidadosa da figura 5.27 permite identificar indícios, por exemplo, do “meio anel” visível nas imagens das figuras 5.22 e 5.23. Além disso, nas imagens acima pode-se notar, também, que a região próxima ao centro do bojo apresenta valores dos índices de Lick um pouco diferenciados daqueles das regiões adjacentes, o que pode estar relacionado aos diferentes episódios de formação estelar ocorridos nessa área (figura 5.22 – “a”; “c”; “f”). Assim, embora as semelhanças com as imagens dos fluxos emitidos pelas diferentes populações estelares não sejam tão grandes quanto no caso de NGC 4736, os mapeamentos dos índices de Lick parecem ser, pelo menos em boa parte, compatíveis com os resultados obtidos com o “Starlight”, que podem, portanto, ser considerados confiáveis, já que os índices de Lick foram calculados de maneira totalmente independente dos resultados do “Starlight”.

Em resumo, pode-se dizer que a síntese espectral do cubo de dados de NGC 404, primeiramente, não revelou evidências de um “sigma drop” e nem de uma rotação estelar (ao contrário do que ocorreu no caso de NGC 4736). Pôde-se constatar a ocorrência de diversos episódios de formação estelar ao longo da evolução da galáxia e, se de fato ocorreu um “merger com essa galáxia, então esse episódio deve ter se passado há cerca de $3.4 \cdot 10^9$ anos. O fluxo emitido por populações jovens, quando comparado às emissões das demais populações, não é tão desprezível como no caso de NGC 4736. Isso mostra que é possível que a fotoionização a partir de estrelas “jovens” (seção 2.4) possa, pelo menos, ter alguma importância na origem do espectro de baixa ionização emitido na região central de NGC 404. Entretanto, a maior parte do fluxo é emitido por populações estelares com idades superiores a 10^8 anos, o que mostra que a fotoionização a partir de estrelas “velhas” (seção 2.5) pode ter um papel bastante relevante no que se refere à origem do espectro de linhas desse objeto.

5.5 - Aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído

A partir dos espectros estelares sintéticos obtidos com os ajustes do “Starlight”, fez-se uma subtração do contínuo estelar de todos os espectros de NGC 404, obtendo-se, no final, um cubo de dados contendo, apenas, linhas de emissão. Aplicou-se, então, a Tomografia PCA nesse cubo de dados resultante a fim de se obter uma análise mais detalhada dos espectros de linhas de emissão dessa galáxia. Os principais auto-espectros e respectivos tomogramas obtidos encontram-se a seguir.

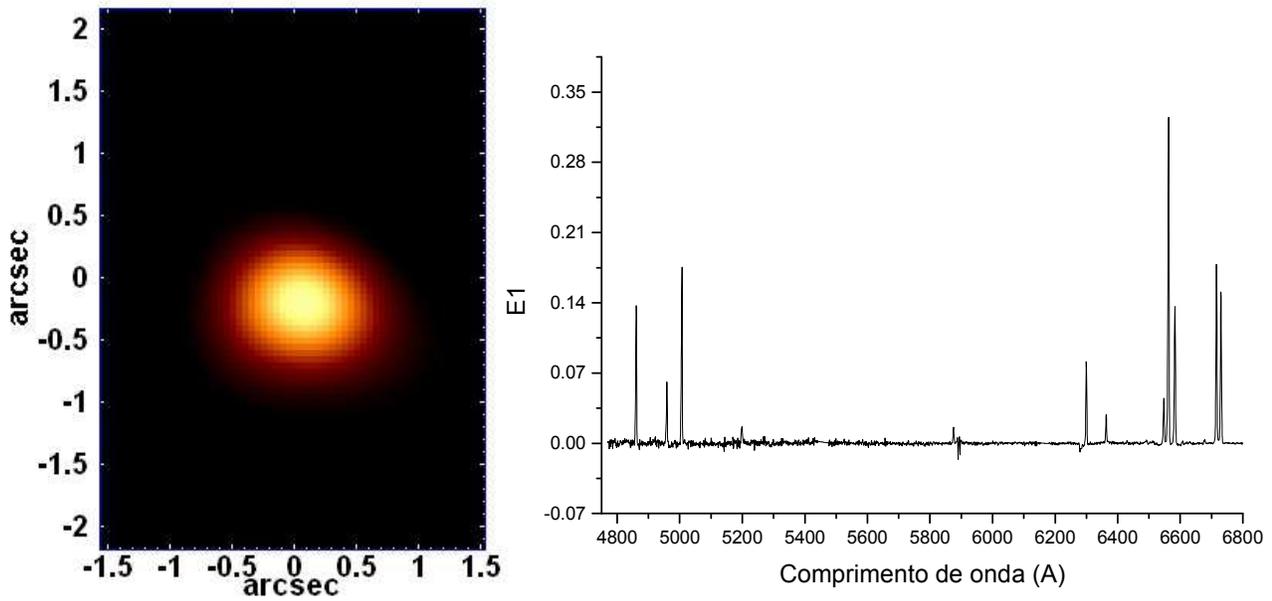


Figura 5.28: Auto-espectro $E1$ e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído.

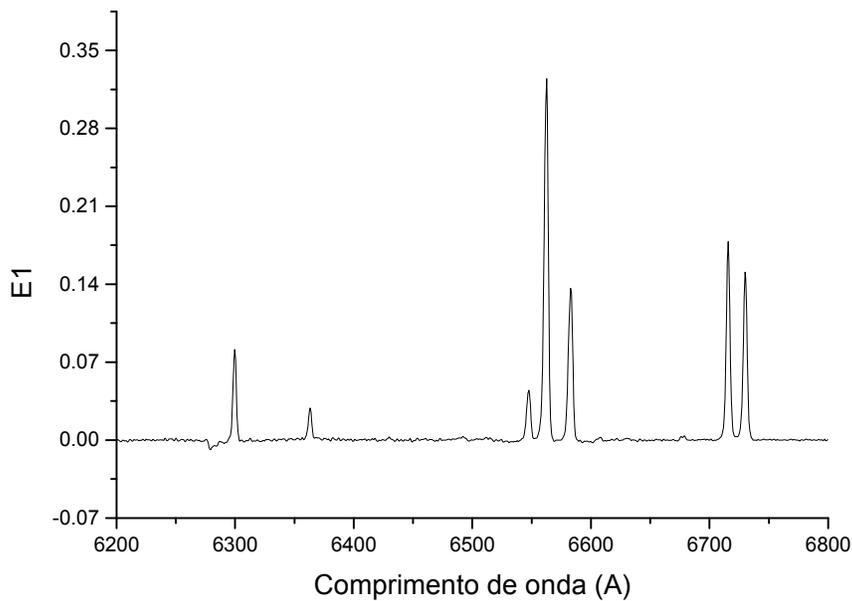


Figura 5.29: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro $E1$, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído.

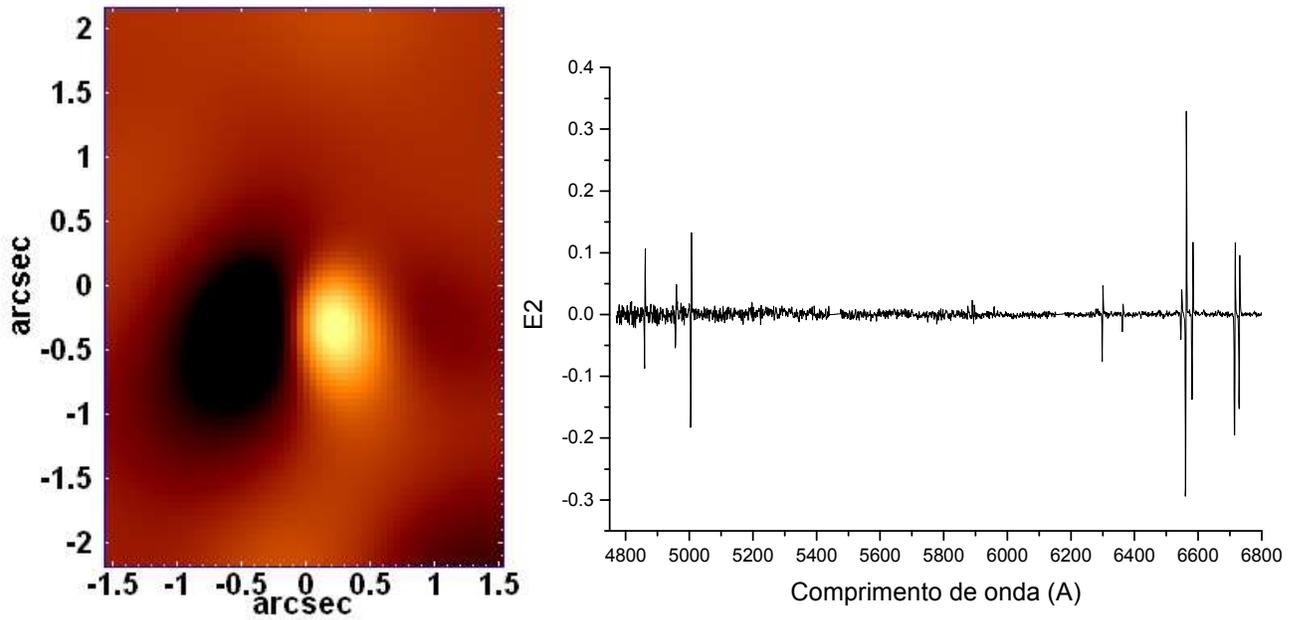


Figura 5.30: Auto-espectro E2 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído.

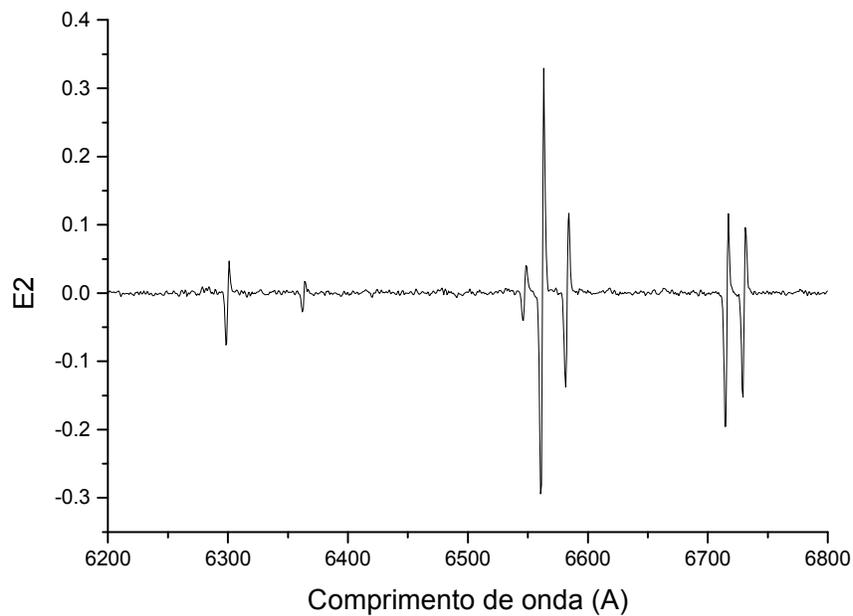


Figura 5.31: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E2, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído.

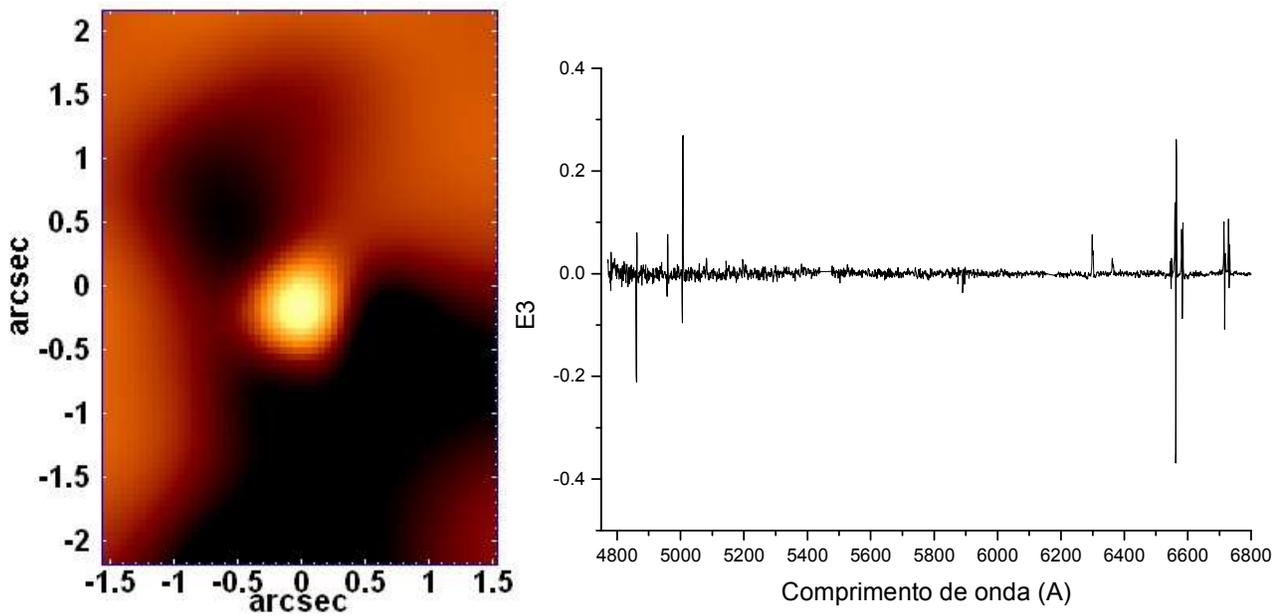


Figura 5.32: Auto-espectro $E3$ e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído.

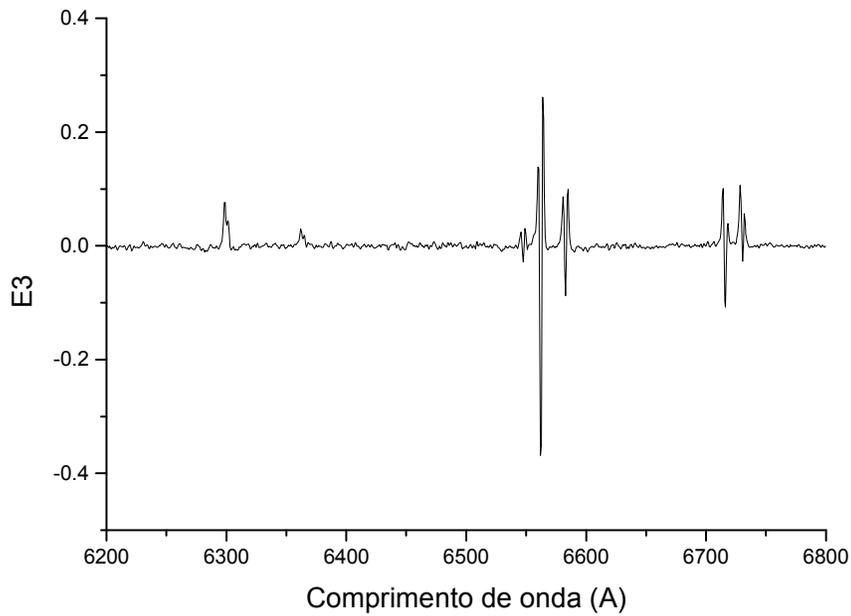


Figura 5.33: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro $E3$, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído.

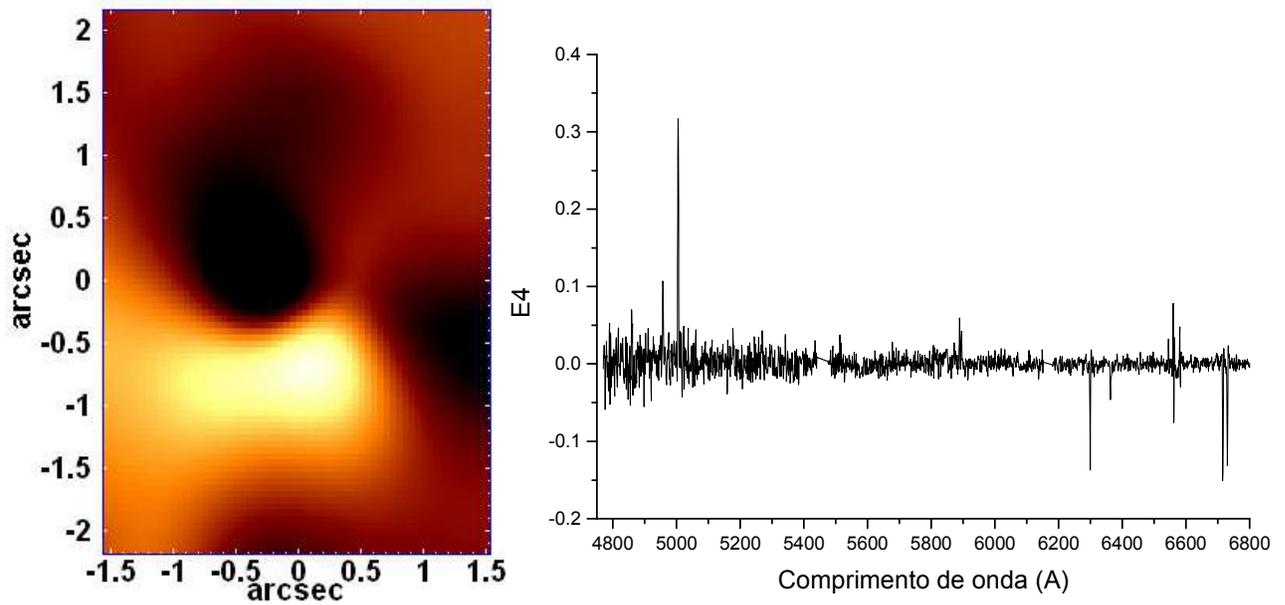


Figura 5.34: Auto-espectro E4 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído.

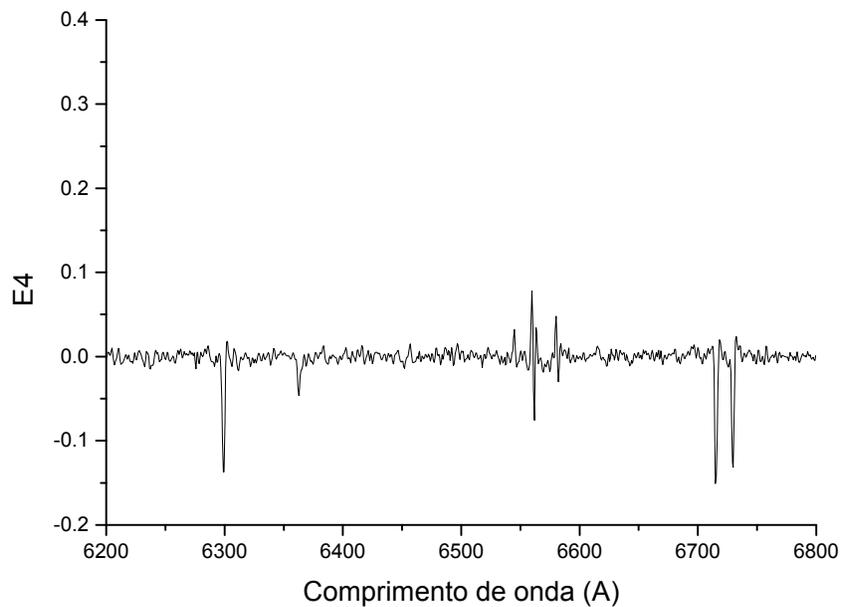


Figura 5.35: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E4, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído.

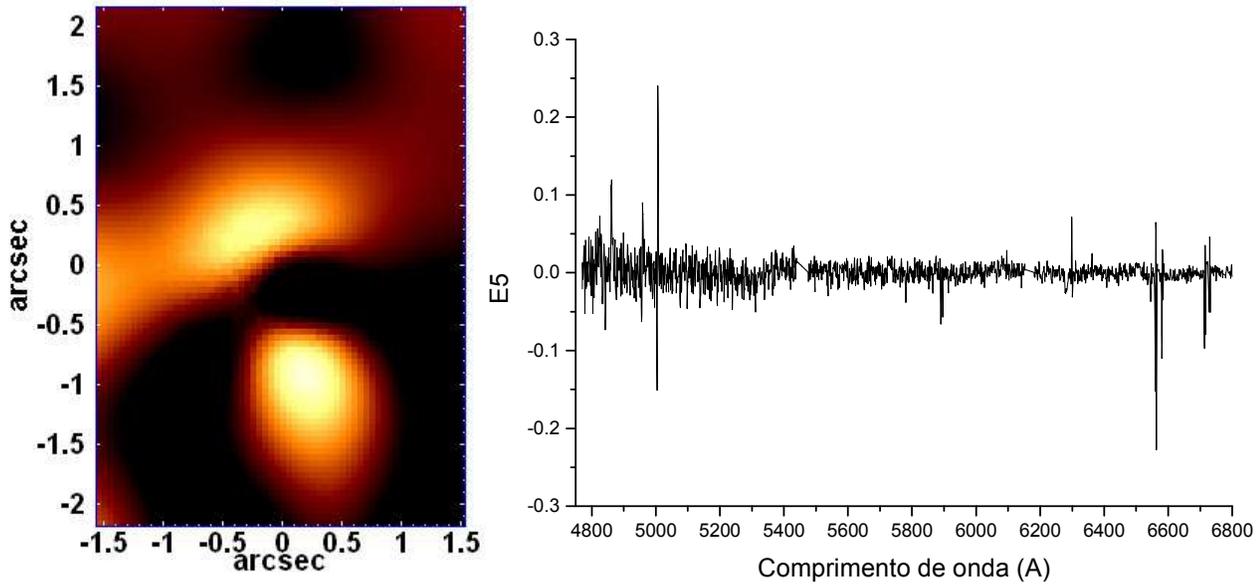


Figura 5.36: Auto-espectro E5 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído.

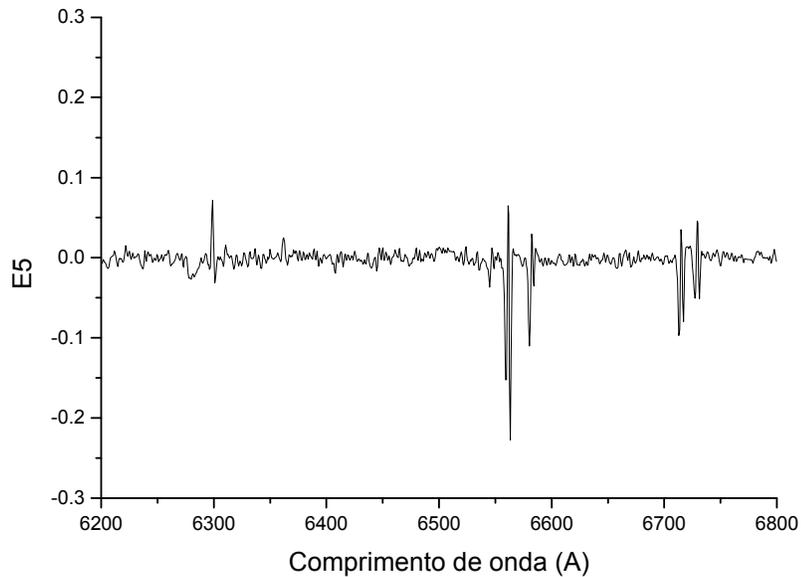


Figura 5.37: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E5, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído.

| Autovetor | Variância explicada (%) |
|-----------|-------------------------|
| E1 | 91.7793 |
| E2 | 3.6168 |
| E3 | 1.2420 |
| E4 | 0.5019 |
| E5 | 0.3756 |

Tabela 5.2: Autovalores obtidos com o Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar subtraído.

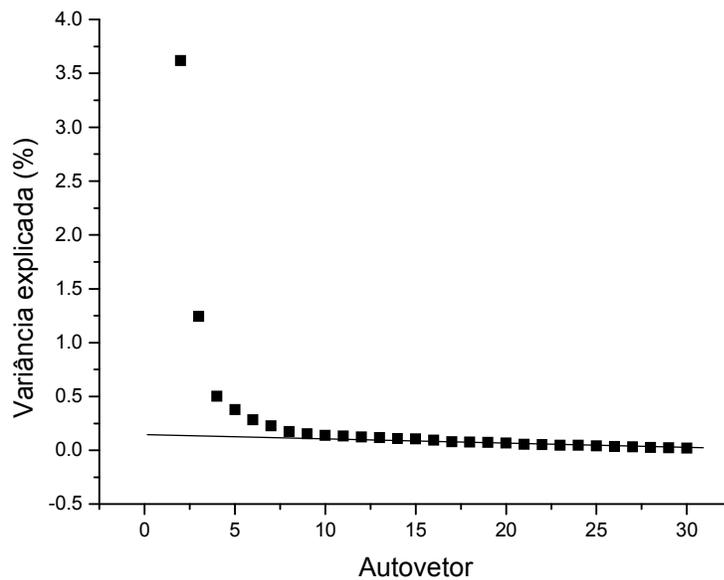


Figura 5.38: “Scree test” dos autovetores obtidos com a Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído.

Observando-se a figura 5.28 e ampliação da figura 5.29, pode-se notar que o autoespectro E1 apresenta correlações com os comprimentos de onda correspondentes às principais linhas de emissão visíveis no espectro de NGC 404. Isso mostra que esse autovetor é um indicador da principal região emissora de linhas dessa galáxia no campo visual do IFU. A localização da região em questão corresponde à área mais clara do tomograma associado e é compatível com a localização obtida a partir da análise anterior com Tomografia PCA (ou seja, a região emissora de linhas não está localizada no centro do bojo da galáxia). O autovetor E1 explica a grande maior parte da variância existente (91.7793 %), o que corresponde a uma diferença considerável em relação aos resultados obtidos com a análise dos dados de NGC 4736. Quando a Tomografia PCA foi aplicada no cubo de dados de NGC 4736 com o contínuo estelar

subtraído, o valor obtido para a fração da variância explicada pelo autovetor E1 (20.0834 %) foi consideravelmente menor do que aquele obtido com a aplicação da Tomografia PCA no cubo de dados com a presença do contínuo estelar (99.6936 %). No caso de NGC 404, entretanto, a fração da variância explicada pelo autovetor E1 obtido com a aplicação da Tomografia PCA ao cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído (91.7793 %) não foi tão menor do que a fração explicada pelo autovetor E1 obtido com a aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados com a presença do contínuo estelar (99.5357 %). Isso mostra que, mesmo com a subtração do espectro estelar, a variância dos dados de NGC 404 ainda permanece distribuída de maneira bastante não uniforme, sendo que os fenômenos físicos associados aos autovetores de maior ordem (que serão discutidos a seguir) estão associados a uma fração da variância dos dados muito menor do que a principal região emissora de linhas (indicada pelo autovetor E1).

A figura 5.30, juntamente com a ampliação da figura 5.31, mostram que o auto-espectro E2 apresenta correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas vermelhas das linhas de emissão e anti-correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas azuis, o que indica que esse autovetor parece estar relacionado a um movimento de rotação do gás na região central de NGC 404. Nesse caso, o tomograma associado corresponde a um mapa de rotação, sendo que as regiões mais claras da imagem possuem uma componente radial da velocidade com sentido oposto ao do observador e as áreas mais escuras apresentam uma componente radial da velocidade no sentido do observador. Esse autovetor explica uma fração da variância (3.6168 %) bem menor do que aquela explicada por E1. O movimento de rotação mencionado também havia sido detectado através do autovetor E4 (figura 5.13) obtido com a aplicação inicial da Tomografia PCA nos dados de NGC 404, entretanto, como o tomograma associado a E4 não possuía uma aparência evidente de um mapa de rotação, não foi possível afirmar se esse autovetor estava associado apenas a um movimento de rotação ou se também estava relacionado, por exemplo, com ventos estelares. O tomograma da figura 5.30, por outro lado, possui um aspecto mais sugestivo de um mapa de rotação, o que parece indicar que o autovetor E2 associado, de fato, é um indicador da rotação do gás na região central da galáxia. Para se saber se o movimento indicado por E2, de fato, representa uma rotação do gás ao redor de uma massa central, aplicou-se o seguinte procedimento: a partir dos valores de massa estelar fornecidos pelo “Starlight”, construiu-se um mapeamento da massa total estelar na região central de NGC 404. Em seguida, fez-se uma composição RGB contendo esse mapeamento e o

tomograma associado ao autovetor E2 (para se ter uma idéia melhor do movimento do gás associado, a composição RGB foi feita tomando-se, como componente vermelha da imagem, o tomograma original de E2 e, como componente azul da imagem, o tomograma de E2 multiplicado por -1). A imagem obtida encontra-se a seguir.

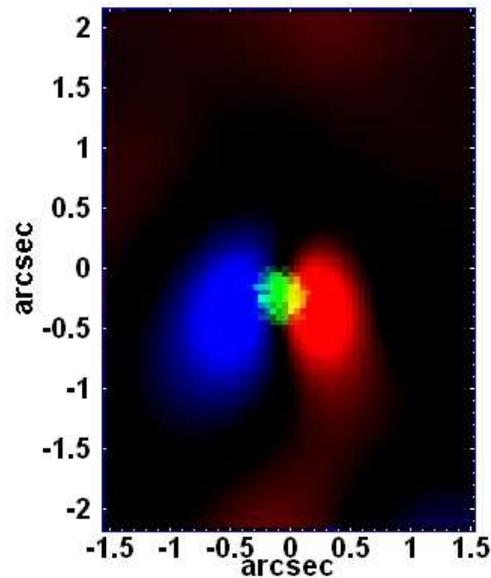


Figura 5.39: Imagem em RGB contendo o tomograma correspondente ao autovetor E2 (vermelho), o mapeamento da massa estelar total com a LUT ajustada de modo a exibir apenas os valores mais elevados (verde) e o tomograma correspondente ao autovetor E2 multiplicado por -1.

A figura 5.39 acima mostra que a estrutura visível no tomograma correspondente ao autovetor E2, de fato, representa uma rotação do gás ao redor de uma massa estelar central.

Analisando-se a figura 5.32, pode-se notar que o auto-espectro E3 apresenta correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas azuis e vermelhas das linhas de emissão e anti-correlações com os comprimentos de onda correspondentes às regiões centrais dessas linhas, o que parece indicar um movimento de expansão do gás. As correlações e anti-correlações apresentadas por esse auto-espectro na região espectral vermelha podem ser melhor visualizadas na ampliação da figura 5.33. O movimento expansivo mencionado, que já havia sido detectado no autovetor E5 (figura 5.15) obtido com a primeira aplicação da Tomografia PCA nos dados de NGC 404, pode estar associado à presença de ventos estelares na região central dessa galáxia. A fração da variância explicada por esse autovetor é de cerca de 1.2420 %. A figura 5.34 e a ampliação da figura 5.35 mostram que o auto-espectro E4 também possui correlações com os

comprimentos de onda correspondentes às asas azuis e vermelhas de algumas linhas e anti-correlações com os comprimentos de onda correspondentes às regiões centrais também de algumas linhas, o que parece indicar que esse autovetor também está relacionado com um movimento expansivo do gás. A razão sinal/ruído apresentada por esse auto-espectro é menor do que a de E3 e as correlações e anti-correlações mencionadas acima não são visíveis nos comprimentos de onda de todas as principais linhas de emissão (ao contrário do que se pode notar no caso de E3). A fração da variância explicada por esse autovetor é de cerca de 0.5019 %. Finalmente, observando-se a figura 5.36 e a ampliação da figura 5.37, pode-se ver que o auto-espectro E5 apresenta um comportamento oposto ao dos dois auto-espectros anteriores, ou seja, ele possui anti-correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas azuis e vermelhas das linhas de emissão e correlações com os comprimentos de onda correspondentes às regiões centrais das mesmas. Isso mostra que o autovetor E5 também parece estar relacionado a um movimento de expansão do gás. A fração da variância explicada por esse autovetor é de cerca de 0.3756 %.

Os auto-espectros E6 e E7 também apresentam comportamentos indicativos de movimentos de expansão do gás, entretanto, por apresentarem razões sinal/ruído inferiores, eles não serão mostrados aqui.

O “scree test” mostrado na figura 5.38 revela que os valores das variâncias explicadas pelos autovetores de ordem maior do que E7 se tornam praticamente constantes, o que indica que eles representam, sobretudo, ruído e não têm grande relevância na análise.

Após essa segunda análise feita com a Tomografia PCA, utilizou-se o processo do “feature suppression and enhancement” (seção 3.5) com os resultados obtidos. Analogamente ao que foi feito no caso de NGC 4736, construiu-se um cubo de dados I' , através da equação (3.39), utilizando-se os autovetores desde E3 até E10. Essa escolha foi feita de modo que apenas os autovetores mais claramente relacionados ao movimento de expansão do gás fossem levados em conta na reconstrução do cubo (é importante mencionar que os autovetores E8, E9 e E10 foram levados em conta nesse processo porque, embora apresentassem uma razão sinal/ruído baixa, pareciam conter também algumas evidências de um movimento expansivo). Como a média dos dados não foi somada a esse cubo, ele não apresenta calibração em fluxo. Construiu-se, também, o cubo de dados V' através da fórmula (3.40), utilizando-se os mesmos autovetores tomados na

construção de I' . Algumas imagens e espectros extraídos a partir dos cubos I' e V' encontram-se a seguir.

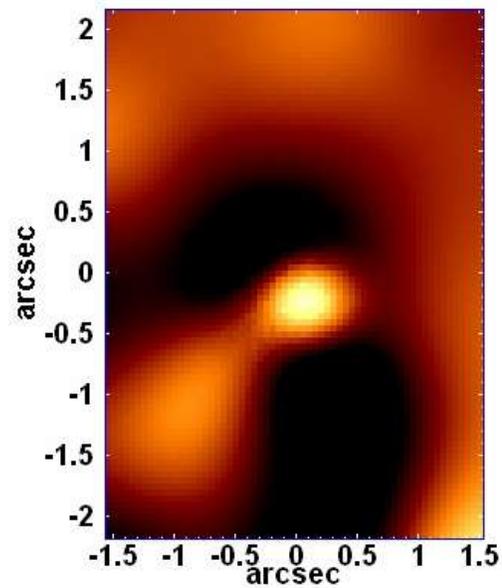


Figura 5.40: Imagem obtida com a soma das seções do cubo de dados I' correspondentes aos pixels espectrais da região das linhas $[N II] \lambda 6548$, $H\alpha$ e $[N II] \lambda 6583$.

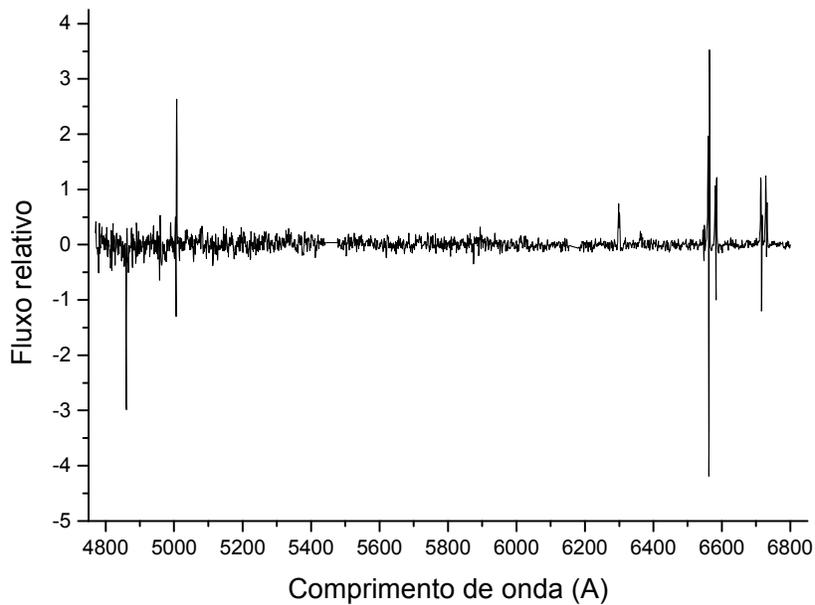


Figura 5.41: Espectro extraído de uma região circular do cubo I' centrada na área correspondente à parte mais brilhante da figura 5.40, com um raio igual a $0.3''$.

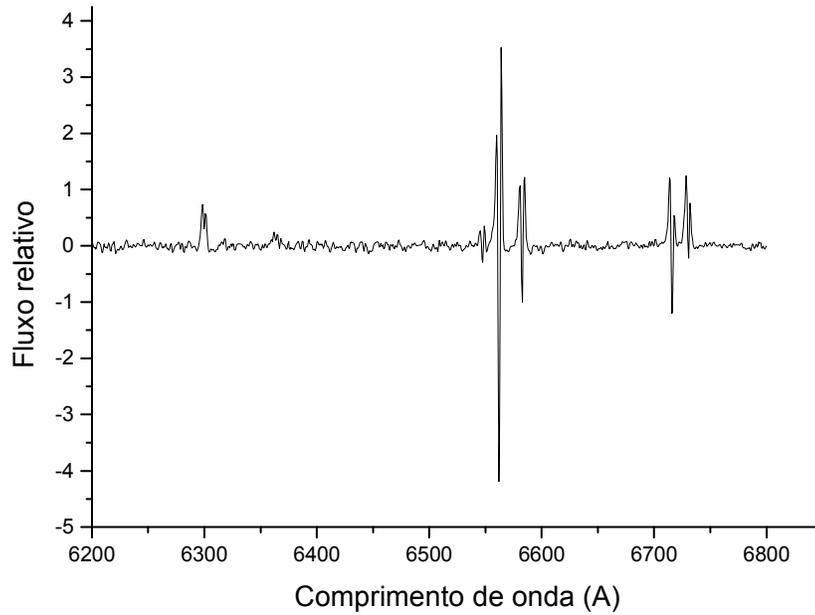


Figura 5.42: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do espectro da figura 5.41.

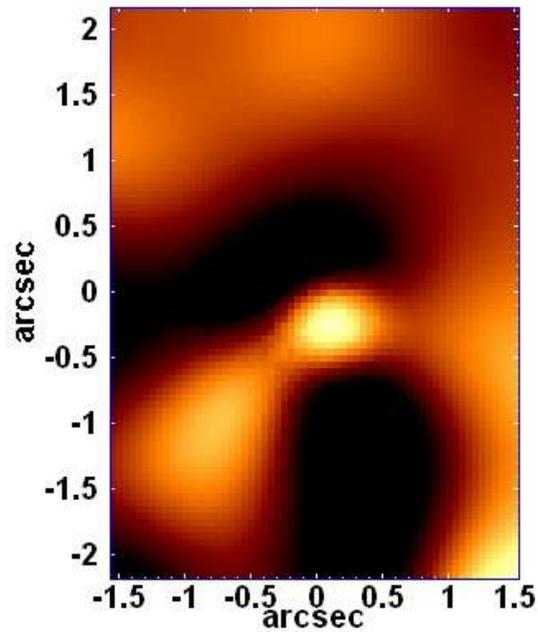


Figura 5.43: Imagem obtida com a soma das seções do cubo de dados V' correspondentes aos pixels espectrais da região das linhas $[N II] \lambda 6548$, $H\alpha$ e $[N II] \lambda 6583$.

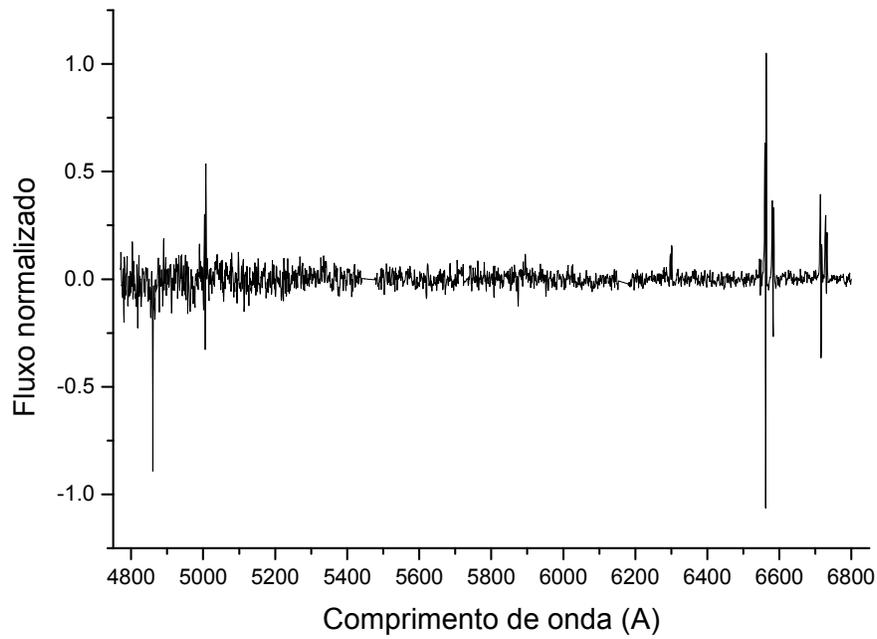


Figura 5.44: Espectro extraído de uma região circular do cubo V' centrada na área correspondente à parte mais brilhante da figura 4.43, com um raio igual a 0.3".

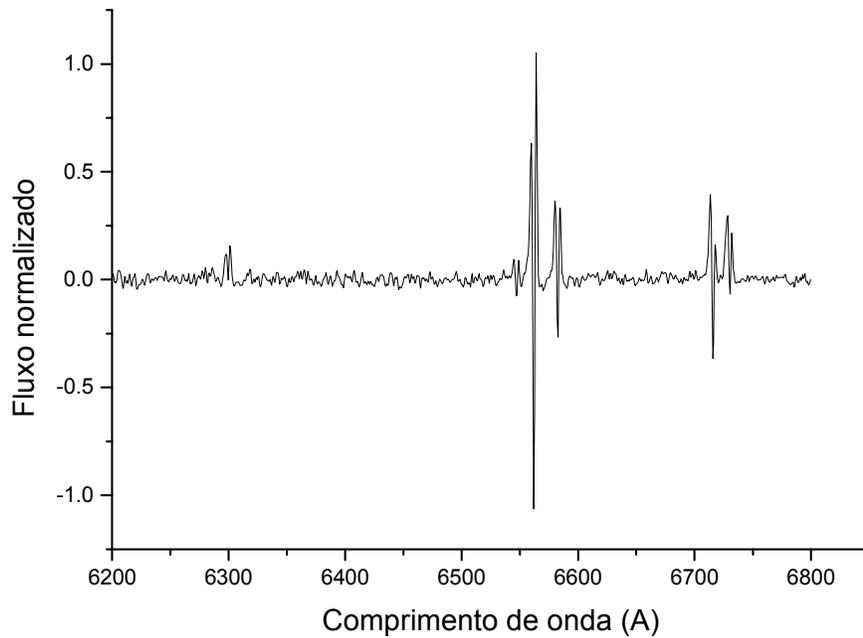


Figura 5.45: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do espectro da figura 4.44.

Analisando-se as imagens anteriores, pode-se notar que tanto os espectros extraídos do cubo I' quanto aqueles extraídos de V' apresentaram estruturas indicativas de movimento expansivo do gás. Ao contrário do que ocorreu na análise de NGC 4736, é difícil julgar qual dos dois cubos revela esse fenômeno de maneira mais clara, entretanto, percebe-se que os valores da razão sinal/ruído apresentados pelos espectros de V' parecem ser um pouco inferiores àqueles apresentados pelos espectros de I' , o que está de acordo com o esperado, já que esse cubo de dados foi construído atribuindo-se o mesmo peso a todos os autovetores (inclusive aqueles com menor razão sinal/ruído).

Pode-se concluir que a segunda aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados de NGC 404 foi compatível com aquela mostrada na seção 5.3 e, com isso, reafirmou vários dos resultados lá encontrados e até mesmo solucionou algumas dúvidas que haviam permanecido. Em primeiro lugar, foi possível confirmar que a principal região emissora de linhas de emissão não está localizada no centro do bojo da galáxia. A presença de uma rotação do gás ao redor de uma massa estelar na região central desse objeto pôde ser observada de maneira mais clara (lembrando que a análise da seção 5.3 deixou algumas dúvidas a respeito da existência ou não dessa rotação, já que o movimento detectado na figura 5.13 também poderia estar relacionado a ventos estelares, pois o tomograma correspondente não apresentou um aspecto claro de mapa de rotação). A existência de movimentos expansivos do gás na região central de NGC 404 também pôde ser confirmada com muita clareza. É possível que tais expansões também estejam associadas a ventos estelares existentes.

5.6 – Análise de diagramas de diagnóstico

Analogamente ao que foi feito no caso de NGC 4736, fizeram-se medições de várias razões de linhas de emissão a partir do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído. Construíram-se, então, os mapeamentos dos valores dessas razões, assim como alguns diagramas de diagnóstico. É importante mencionar que as intensidades das linhas foram obtidas ajustando-se curvas gaussianas a elas. Na tentativa de se reproduzir os valores das razões de linhas de emissão medidas, fizeram-se simulações com o software “Cloudy”. Inicialmente, tais

simulações envolveram um contínuo na forma de uma lei de potência com índice espectral igual a -1.7 (representando o contínuo geralmente produzido por um AGN) emitido por uma fonte ionizante sobre um ambiente com “filling factor” e densidade eletrônica iguais, respectivamente, a 0.01 e 10^3 cm^{-3} . Para se obter as curvas mostradas nos diagramas a seguir, foram feitas variações do parâmetro de ionização e da metalicidade do gás existente. Os resultados obtidos encontram-se a seguir.

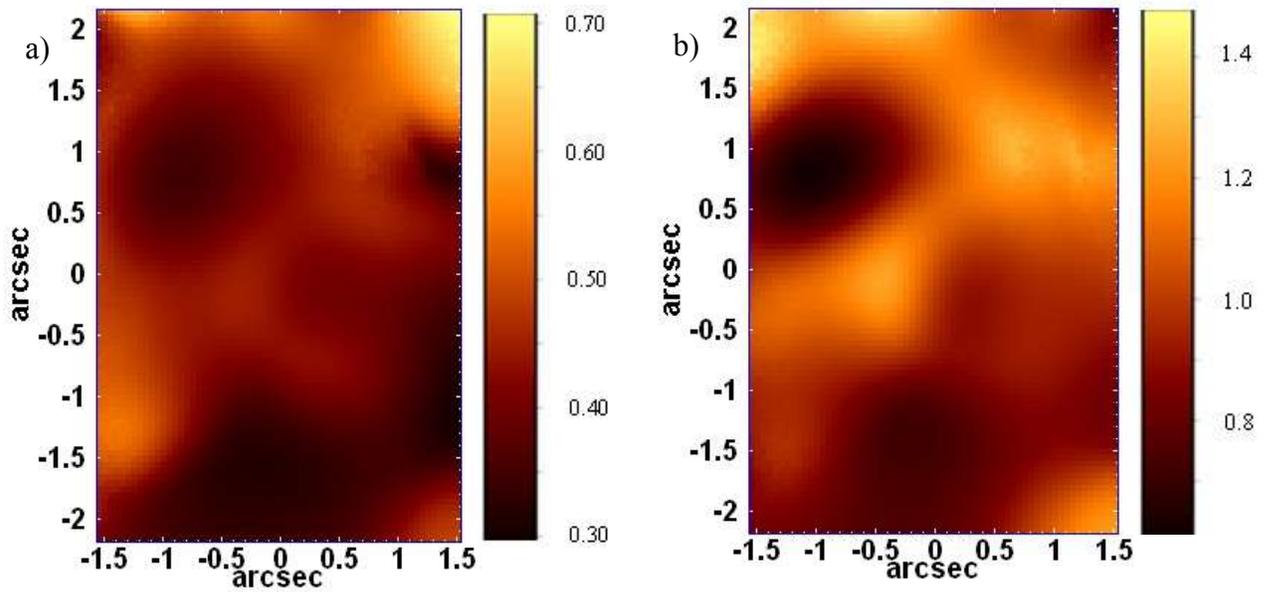


Figura 5.46: Mapeamentos dos valores de $[N II] \lambda 6583/H\alpha$ (imagem “a”) e de $[S II] (\lambda 6716+\lambda 6731)/H\alpha$ (imagem “b”), obtidos a partir do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído.

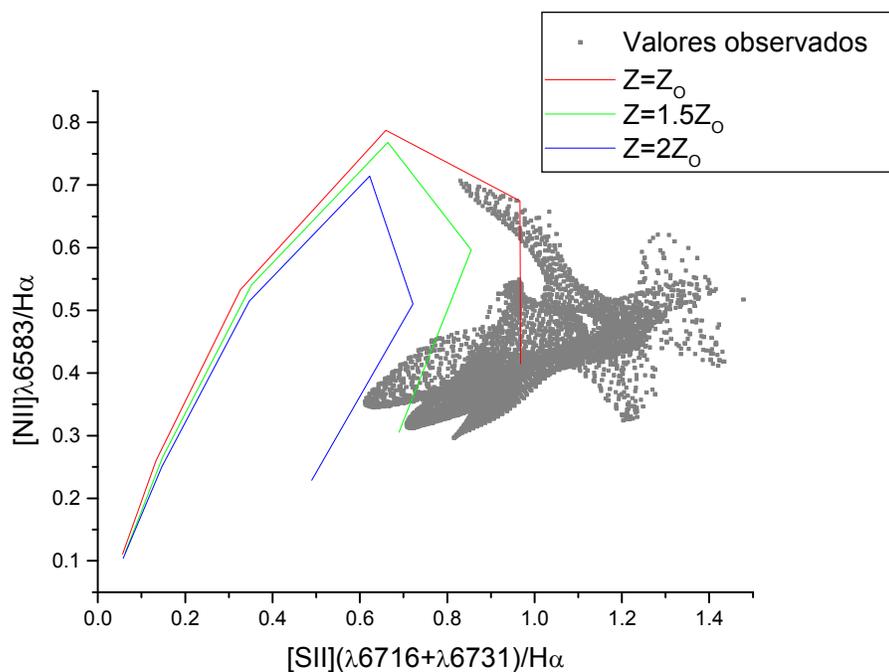


Figura 5.47: Digrama de diagnóstico de $[N II] \lambda 6583/H\alpha$ x $[S II] (\lambda 6716+\lambda 6731)/H\alpha$ construído a partir do cubo de dados de NGC 404 com contínuo estelar subtraído, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Cloudy”, envolvendo fotoionização por um AGN com parâmetros de ionização com valores entre 10^{-5} (região superior direita) e 10^{-2} (região inferior esquerda).

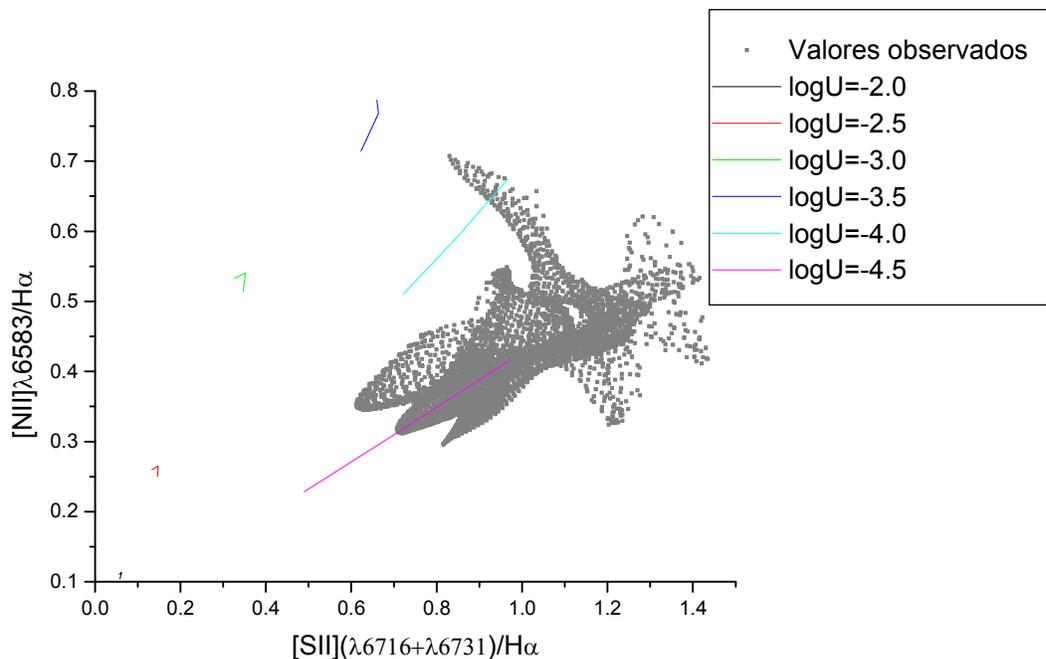


Figura 5.48: Diagrama de diagnóstico da figura 5.47, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Cloudy” em função dos diferentes parâmetros de ionização.

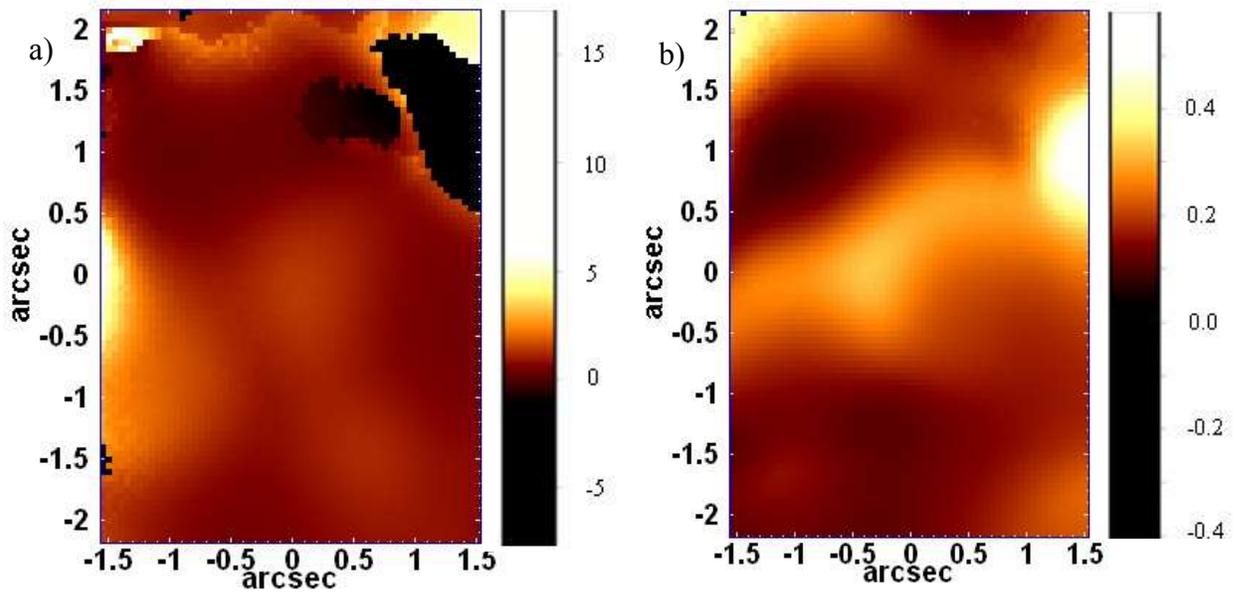


Figura 5.49: Mapeamentos dos valores de $[O\ III]\ \lambda 5007/H\beta$ (imagem “a”) e de $[O\ I]\ (\lambda 6300)/H\alpha$ (imagem “b”), obtidos a partir do cubo de dados de NGC 404 com o contínuo estelar subtraído.

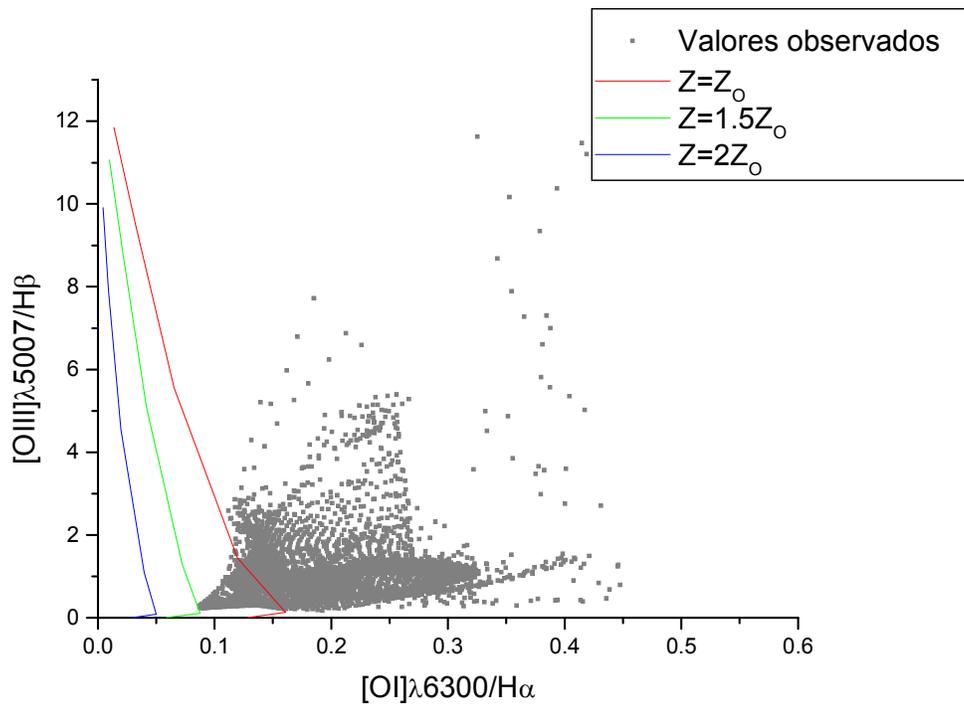


Figura 5.50: Digrama de diagnóstico de $[O\ III]\ \lambda 5007/H\beta$ x $[O\ I]\ \lambda 6300/H\alpha$ construído a partir do cubo de dados de NGC 404 com contínuo estelar subtraído, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Cloudy”, envolvendo fotoionização por um AGN com parâmetros de ionização com valores entre 10^{-5} (região inferior direita) e 10^{-2} (região superior esquerda).

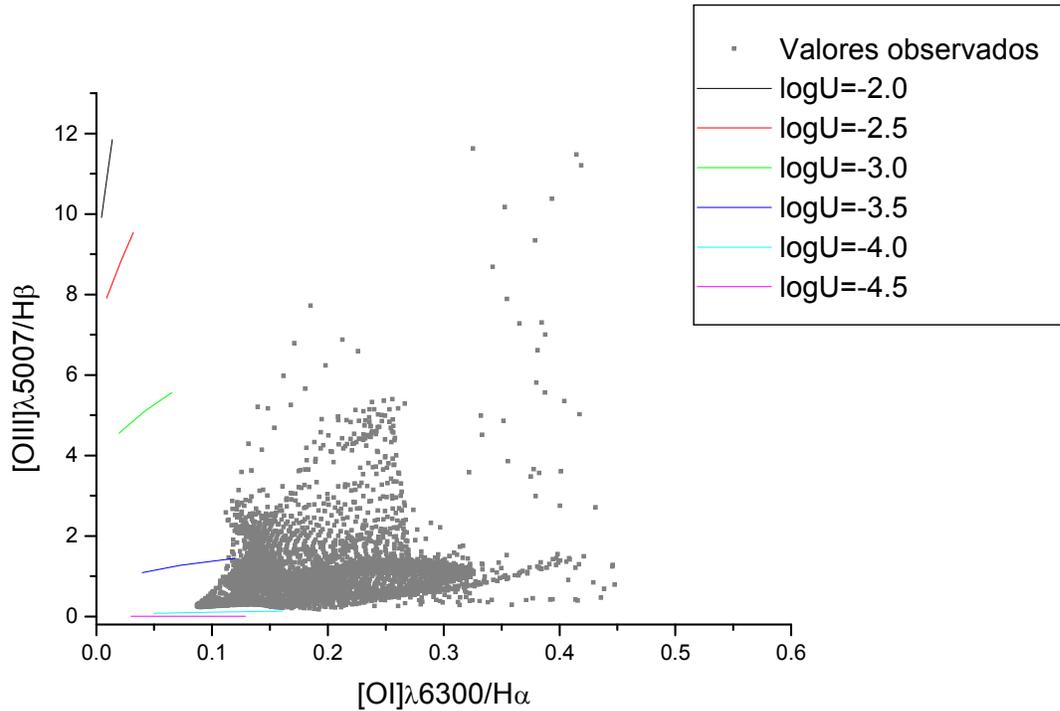


Figura 5.51: Diagrama de diagnóstico da figura 5.50, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Cloudy” em função dos diferentes parâmetros de ionização.

| Parâmetro | Valor |
|------------------------|------------------------------|
| Densidade eletrônica | 10^3 cm^{-3} |
| Parâmetro de ionização | $10^{-4.5}$ a $10^{-3.5}$ |
| Índice espectral | -1.7 |
| Metalicidade | Z_{\odot} e $1.5Z_{\odot}$ |
| Filling factor | 0.01 |

Tabela 5.3: Valores mais adequados encontrados para os parâmetros utilizados nas simulações de fotoionização por um AGN central, feitas com o software “Cloudy”.

Pela figura 5.46 pode-se notar que, ao contrário do que ocorreu no caso de NGC 4736, os mapeamentos de $[\text{N II}] \lambda 6583/\text{H}\alpha$ e $[\text{S II}] (\lambda 6716 + \lambda 6731)/\text{H}\alpha$ são consideravelmente diferentes um do outro. Isso mostra que as principais regiões emissoras das linhas $[\text{N II}] \lambda 6583$ e $[\text{S II}] \lambda 6716;6731$ não estão localizadas nas mesmas áreas.

A figura 5.47 mostra que o modelo aqui considerado, admitindo como fonte ionizante um AGN emitindo um contínuo com forma de lei de potência, é capaz de explicar, apenas, parte dos valores observados das razões $[\text{N II}] \lambda 6583/\text{H}\alpha$ e $[\text{S II}] (\lambda 6716+\lambda 6731)/\text{H}\alpha$. Observando-se a figura 5.50, pode-se notar que esse mesmo modelo também é capaz de reproduzir uma

quantidade aproximadamente igual dos valores de $[O III] \lambda 5007/H\beta$ e $[O I] \lambda 6300/H\alpha$. A figura 5.48 mostra que os valores mais apropriados do parâmetro de ionização para explicar as razões de linhas observadas são tais que $-4.0 < \log U < -4.5$. A figura 5.51, por outro lado, mostra que os melhores valores para o parâmetro de ionização são tais que $-3.5 < \log U < -4.0$. Esses dois conjuntos de valores de U não são exatamente iguais, mas podem ser considerados compatíveis, dentro de uma precisão razoável.

As análises anteriores feitas com a Tomografia PCA e o software “Starlight” não revelaram nenhum indício da existência de um AGN em NGC 404, assim, é provável que o modelo simulado com o “Cloudy” (que assumiu como fonte ionizante um AGN emitindo um contínuo na forma de lei de potência) não esteja correto. Mesmo assim, essa simulação inicial revelou um aspecto bastante importante: os parâmetros de ionização necessários para originar as características espectrais desse objeto são consideravelmente baixos, assumindo valores entre $10^{-3.5}$ e $10^{-4.5}$.

Observando-se a figura 5.49, pode-se notar que os mapeamentos de $[O III] \lambda 5007/H\beta$ e $[O I] \lambda 6300/H\alpha$, assim como no caso de NGC 4736, são consideravelmente diferentes um do outro. Isso está de acordo com o esperado, já que a primeira dessas razões corresponde a um indicador de mais alta ionização e a segunda a um indicador de mais baixa ionização, ou seja, é de se esperar que elas sejam geradas em regiões espaciais diferentes. Na figura 5.49 – “b”, inclusive, nota-se a existência de uma região, na parte superior direita do campo visual do IFU, na qual $[O I] \lambda 6300/H\alpha$ apresenta valores mais elevados (chegando a atingir 0.58) do que no restante do campo (onde os valores de $[O I] \lambda 6300/H\alpha$, em geral, são inferiores a 0.30). Trata-se, portanto, de uma área de baixa ionização na região central de NGC 404. O mapeamento da figura 5.49 – “a” também revela a existência de uma área, na lateral esquerda do campo visual do IFU, com valores mais elevados da razão $[O III] \lambda 5007/H\beta$ (chegando a atingir cerca de 7.72) do que no resto do campo (onde os valores de $[O III] \lambda 5007/H\beta$, em geral, são inferiores a 1.4). Pode-se concluir, assim, que se trata de uma região de ionização mais elevada.

Nas imagens da figura 5.49 (sobretudo na imagem “a”) também se pode notar a presença de certas “falhas” (que aparecem na forma de regiões obscurecidas), que nada mais são do que regiões nas quais não foi possível determinar a intensidade de alguma das duas linhas envolvidas no cálculo da razão mapeada. Em geral, esses problemas ocorreram em espectros com baixas razões sinal/ruído, o que impedia a medição das intensidades de algumas linhas.

As simulações acima também foram feitas utilizando-se outros valores de densidade e metalicidade, entretanto, os resultados obtidos não foram tão satisfatórios quanto aqueles obtidos anteriormente. Também foram feitas simulações utilizando como fonte ionizante o contínuo gerado por uma estrela O, mas os resultados não foram compatíveis com os valores observados (em particular, as razões $[S II] (\lambda 6716 + \lambda 6731)/H\alpha$ e $[O I] \lambda 6300/H\alpha$ foram as mais difíceis de serem ajustadas por esse modelo).

Os últimos modelos utilizados para tentar reproduzir os valores das razões de linhas de emissão observadas foram os de aquecimento por ondas de choque. As razões simuladas por esses modelos, assim como no caso de NGC 4736, foram obtidas a partir do site http://cdswww.u-strasbg.fr/~allen/mappings_page1.html, que contém uma biblioteca de resultados encontrados com o software “Mappings III” (Allen et al (2008)). Esses modelos envolveram ondas de choque com velocidades entre 100 e 1000 km/s e valores variados de campos magnéticos e densidades eletrônicas. A sobreposição dos valores das razões de linhas observadas em NGC 404, juntamente com os resultados desses modelos encontram-se a seguir.

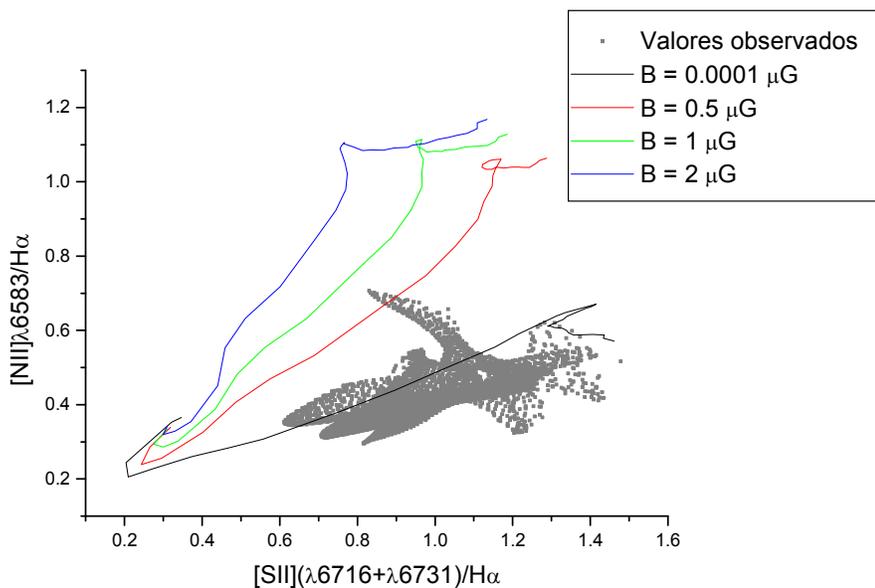


Figura 5.52: Digrama de diagnóstico de $[N II] \lambda 6583/H\alpha$ x $[S II] (\lambda 6716 + \lambda 6731)/H\alpha$ construído a partir do cubo de dados de NGC 404 com contínuo estelar subtraído, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Mappings III”, envolvendo aquecimento por ondas de choque com velocidades entre 100 e 1000 km/s, num ambiente com densidade eletrônica de 1 cm^{-3} e metalicidade $Z=Z_{\odot}$.

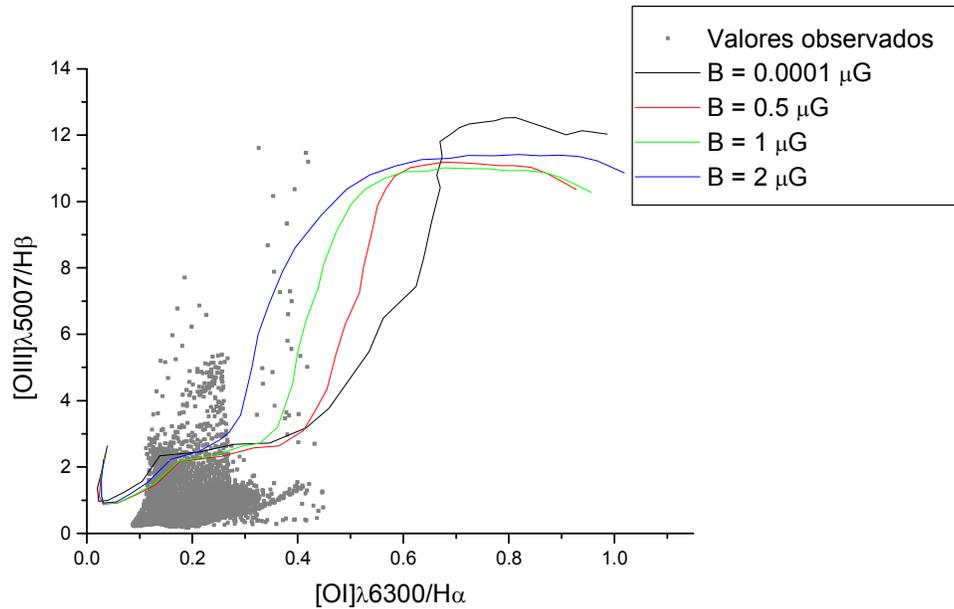


Figura 5.53: Digrama de diagnóstico de $[O III] \lambda 5007/H\beta$ x $[O I] \lambda 6300/H\alpha$ construído a partir do cubo de dados de NGC 404 com contínuo estelar subtraído, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Mappings III”, envolvendo aquecimento por ondas de choque com velocidades entre 100 e 1000 km/s, num ambiente com densidade eletrônica de 1 cm^{-3} e metalicidade $Z=Z_{\odot}$.

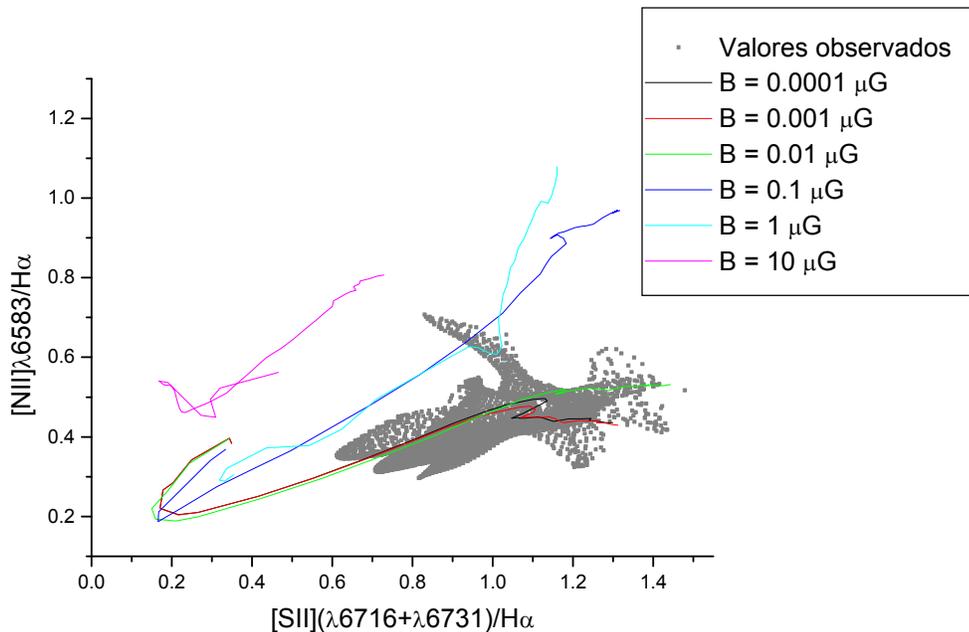


Figura 5.54: Digrama de diagnóstico de $[N II] \lambda 6583/H\alpha$ x $[S II] (\lambda 6716+\lambda 6731)/H\alpha$ construído a partir do cubo de dados de NGC 404 com contínuo estelar subtraído, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Mappings III”, envolvendo aquecimento por ondas de choque com velocidades entre 100 e 1000 km/s, num ambiente com densidade eletrônica de 0.1 cm^{-3} e metalicidade $Z=Z_{\odot}$.

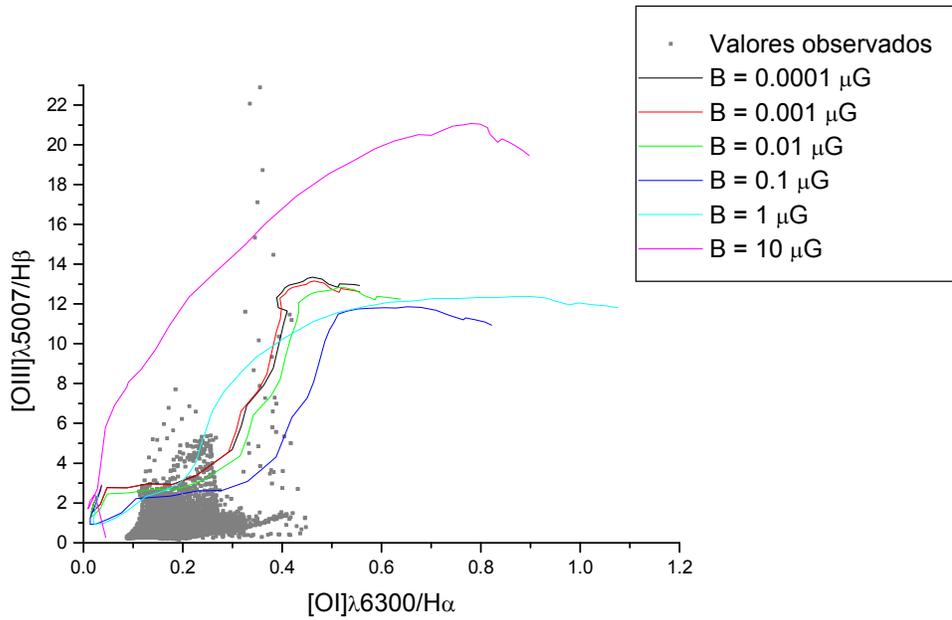


Figura 5.55: Digrama de diagnóstico de $[O III] \lambda 5007/H\beta$ x $[O I] \lambda 6300/H\alpha$ construído a partir do cubo de dados de NGC 404 com contínuo estelar subtraído, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Mappings III”, envolvendo aquecimento por ondas de choque com velocidades entre 100 e 1000 km/s, num ambiente com densidade eletrônica de 0.1 cm^{-3} e metalicidade $Z=Z_{\odot}$.

| Parâmetro | Valores mais adequados encontrados |
|----------------------|------------------------------------|
| Densidade eletrônica | 0.1 e 1.0 cm^{-3} |
| Campo magnético | 0.0001 a $1 \mu\text{G}$ |
| Metalicidade | Z_{\odot} |
| Velocidade do choque | 275 a 425 km/s |

Tabela 5.4: Valores mais adequados encontrados para os parâmetros utilizados nas simulações de aquecimento por ondas de choque, feitas com o software “Mappings III”.

Observando-se as figuras anteriores, pode-se notar que tanto os modelos com densidade eletrônica igual a 1 cm^{-3} quanto aqueles com densidade igual a 0.1 cm^{-3} conseguiram reproduzir a maior parte dos valores observados das razões de linhas de emissão, apesar de os modelos com $n_e=0.1 \text{ cm}^{-3}$ parecerem ser mais satisfatórios. Dentre os modelos com $n_e=1 \text{ cm}^{-3}$, aqueles com campos magnéticos entre 0.0001 e $0.5 \mu\text{G}$ e velocidades de choque entre 275 e 350 km/s foram os mais adequados, ao passo que, dentre os modelos com $n_e=0.1 \text{ cm}^{-3}$, aqueles com campos magnéticos entre 0.0001 e $1 \mu\text{G}$ e velocidades de choque entre 350 e 425 km/s foram os mais adequados.

Em resumo, pode-se dizer que, embora o modelo fotoionização por um AGN seja capaz de explicar parte dos valores das razões de linhas observadas, a falta de qualquer indício da existência de um AGN nas análises anteriores mostra que esse é um modelo improvável para explicar o espectro de baixa ionização da região central de NGC 404. É possível, entretanto, que houvesse um AGN no passado e que este tenha se “apagado” (a acreção no buraco negro central tenha deixado de ocorrer) há pouco tempo, de modo que parte da energia liberada por ele ainda esteja atravessando a região da NLR, gerando o espectro observado. De qualquer modo, mesmo que esse modelo esteja correto, ele é capaz de explicar, somente, uma parte dos valores das razões das linhas de emissão observadas. Os modelos de aquecimento por ondas de choque com velocidades entre 100 e 1000 km/s, em ambientes de baixa densidade, por outro lado, conseguiram reproduzir a grande maior parte das razões de linhas. Dentre esses modelos, os mais adequados tomaram cenários com $n_e=0.1 \text{ cm}^{-3}$, $0.0001 \text{ } \mu\text{G} < B < 1 \text{ } \mu\text{G}$ e velocidades de choque entre 350 e 425 km/s, embora aqueles envolvendo $n_e=1 \text{ cm}^{-3}$, $0.0001 \text{ } \mu\text{G} < B < 0.5 \text{ } \mu\text{G}$ e velocidades de choque entre 275 e 350 km/s também tenham sido bastante satisfatórios. Dessa forma, pode-se concluir que o aquecimento por ondas de choque com velocidades próximas a $3\cdot 10^2 \text{ km/s}$, em ambientes com baixos valores de densidade e campos magnéticos, constitui um cenário bastante eficiente para explicar o espectro de baixa ionização detectado na região central de NGC 404. A presença de possíveis ventos estelares na região central dessa galáxia, detectados através das análises com a Tomografia PCA feitas anteriormente, é bastante compatível com esse cenário de ondas de choque. O modelo de aquecimento por ondas de choque, entretanto, apresenta um problema: os valores de densidade estimados nas regiões mais próximas ao centro do bojo são consideravelmente maiores do que 0.1 ou 1 cm^{-3} (podendo chegar a 100 ou 1000 cm^{-3}). Assim, pode-se dizer que, embora esse modelo seja bastante adequado para regiões um pouco mais afastadas do centro do bojo, nas regiões mais próximas ele apresenta incompatibilidades com relação aos valores de densidade. É possível, portanto, que, nas regiões mais próximas do centro do bojo, o modelo do AGN “apagado” seja mais adequado. Embora a fração de fluxo emitida por estrelas “jovens” tenha uma importância relativa nessa galáxia maior do que no caso de NGC 4736, é improvável que o modelo de fotoionização por tais estrelas tenha uma importância muito grande na origem do espectro desse objeto, já que as simulações feitas com o “Cloudy” envolvendo esse cenário não geraram resultados compatíveis com os valores observados. A fotoionização por estrelas “velhas”, entretanto, talvez possa ter um papel um

pouco mais importante na origem do espectro dessa galáxia. É possível, assim, que os modelos de Taniguchi et al (2000) (relacionado à fotoionização por populações estelares com idades próximas a $(1-5) \cdot 10^8$ anos) e de Binette et al (1994) (relacionado à fotoionização por populações estelares com idades superiores a 10^9 anos) possam ser aplicados, pelo menos em parte, a essa galáxia.

6 – NGC 4579 (M58)

6.1 – Introdução

NGC 4579 é uma galáxia espiral de tipo SAB(rs)b, pertencente ao aglomerado de Virgo. Uma componente larga da linha H α foi observada em seu espectro por Stauffer (1982) e ela foi classificada como LINER por Halpern & Steiner (1983). A figura a seguir foi obtida a partir do SDSS e revela boa parte das estruturas apresentadas por essa galáxia.



Figura 6.1: Imagem da galáxia NGC 4579 obtida a partir do SDSS. A orientação é norte para cima e leste para esquerda.

Espectros obtidos com o HST (Barth et al (2001)) mostram que H α é bastante larga, apresentando FWZI=18000 km/s. Esses espectros também revelam indícios de que a linha H α possua um pico duplo. A razão das linhas [S II] λ 6716; λ 6731 evidencia um gradiente considerável de densidade, apresentado um crescimento acentuado em direção ao núcleo.

Imagens UV obtidas com o HST mostram um braço espiral bem definido, situado cerca de 1" a 3" do núcleo puntual, que também é variável (Maoz et al (2005)).

A imagem a seguir foi obtida com o HST e revela a presença do braço espiral, assim como do núcleo puntual.

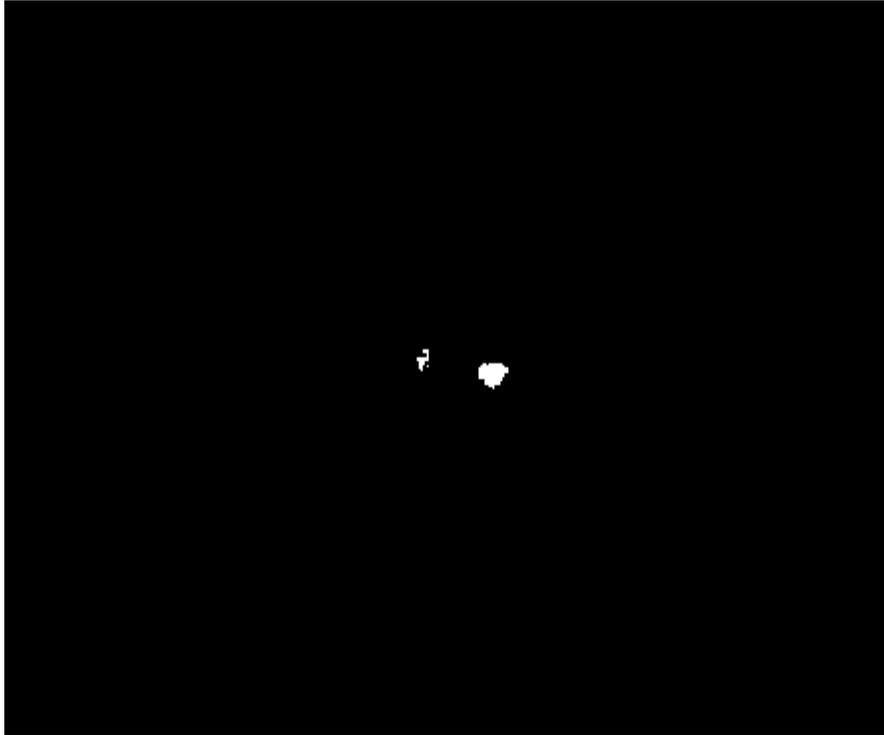


Figura 6.2: Imagem na banda F220W (centrada em 2300\AA) da galáxia NGC 4736 obtida com o HST. O campo possui $10.4'' \times 8.6''$ e a orientação é norte para cima e leste para esquerda.

Diversas observações em raios-x foram feitas com essa galáxia, utilizando vários satélites, sendo que uma das mais detalhadas foi obtida com o Telescópio Chandra (Eracleous et al (2002)). Em seu trabalho, Eracleous et al determinaram que a luminosidade de NGC 4579 em raios-x moles ($0.5 - 2 \text{ keV}$) é bastante similar àquela em raios-x duros ($2 - 10 \text{ keV}$), possuindo um valor de cerca de $4.1 \cdot 10^{39} \text{ erg/s}$. O índice espectral determinado é de cerca de $-1.88(3)$. Essa galáxia também foi observada com o satélite ASCA (Terashima et al (1998)), que detectou uma luminosidade de cerca de $1.5 \cdot 10^{41} \text{ erg/s}$ (consideravelmente maior do que a determinada no trabalho mencionado anteriormente) e um índice espectral de cerca de -1.7 , mais um contínuo “bremsstrahlung” com temperatura dada por $kT \approx 0.9 \text{ keV}$. A figura a seguir (obtida a partir do

trabalho de Eracleous et al. (2002)) mostra as fontes de raios-x detectadas pelo telescópio Chandra na região central de NGC 4579.

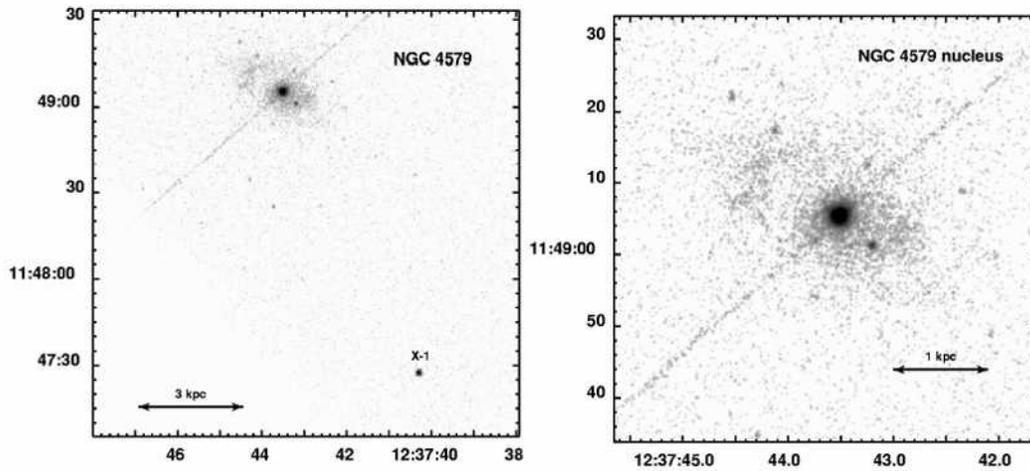


Figura 6.3: Imagem do trabalho de Eracleous et al. (2002) da região central de NGC 4579 obtida com o telescópio Chandra na região espectral de raios-x duros (2-10 keV).

NGC 4579 apresenta uma fonte de rádio que permanece não resolvida até uma escala de miliarcsec, com um espectro compatível com aquele apresentado por um jato em uma direção que forma um ângulo inferior a 40° em relação à linha de visada (Anderson et al (2004)). A posição da fonte de rádio está a uma distância de cerca de $1.1''$ daquela do 2MASS (Anderson & Ulvestad (2005)) e de cerca de $0.32''$ daquela da fonte de raios-x. A imagem a seguir foi obtida a partir do trabalho de Anderson et al (2004) e revela a emissão em rádio de NGC 4579.

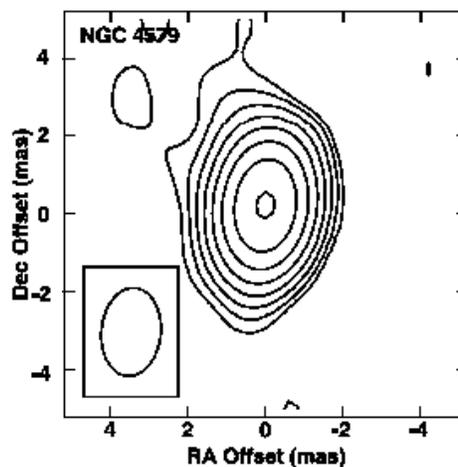


Figura 6.4: Imagem em 8,4 GHz feita com VLBA (“Very Large Base Array”), obtida a partir do trabalho de Anderson et al (2004). A orientação é norte para cima e leste para esquerda.

Sínteses espectrais realizadas mostram que existem duas soluções possíveis quanto às populações estelares existentes próximo ao núcleo de NGC 4579 (Palácios et al (1997)). Uma delas revela uma população estelar com idade $T=2.5 (\pm 1.0)$ Ganos e uma metalicidade $Z=1.5 (\pm 0.5)$, enquanto a outra indica uma população estelar com idade $T=12$ Ganos e metalicidade $Z=0.5$.

6.2 – Preparação do cubo de dados de NGC 4579

A redução dos dados das três integrações da região nuclear de NGC 4579, obtidas com o IFU do GMOS do telescópio Gemini Norte, foi feita em ambiente IRAF com o pacote de tarefas Gemini, assim como nos casos de NGC 4736 e NGC 404. Analogamente ao que ocorreu com NGC 4736, o campo de observação do céu do IFU no caso de NGC 4579 ficou sobre o disco da própria galáxia, logo, não foi possível aplicar a subtração do céu, pois parte da emissão do próprio objeto poderia ter sido subtraída nesse processo.

Após a redução, foi realizada a correção da refração atmosférica em cada um dos três cubos de dados, que foram, então, combinados (na forma de média). Em seguida, foi aplicada a deconvolução de Richardson-Lucy sobre o cubo resultante, utilizando seis iterações e uma PSF variável calculada a través da fórmula (3.19). Nesse caso, foram utilizados os valores $(FWHM)_{ref}=1.15''$ e $\lambda_{ref}=6300 \text{ \AA}$, que foram obtidos a partir da imagem de aquisição dessa galáxia. As figuras a seguir mostram a soma de todas as imagens (correspondentes a cada um dos comprimentos de onda) do cubo de dados final obtido de NGC 4579, assim como o seu espectro médio.

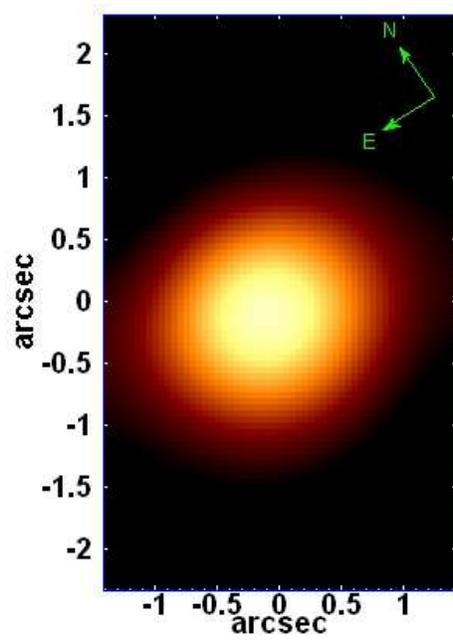


Figura 6.5: Soma de todas as imagens do cubo de dados obtido de NGC 4579.

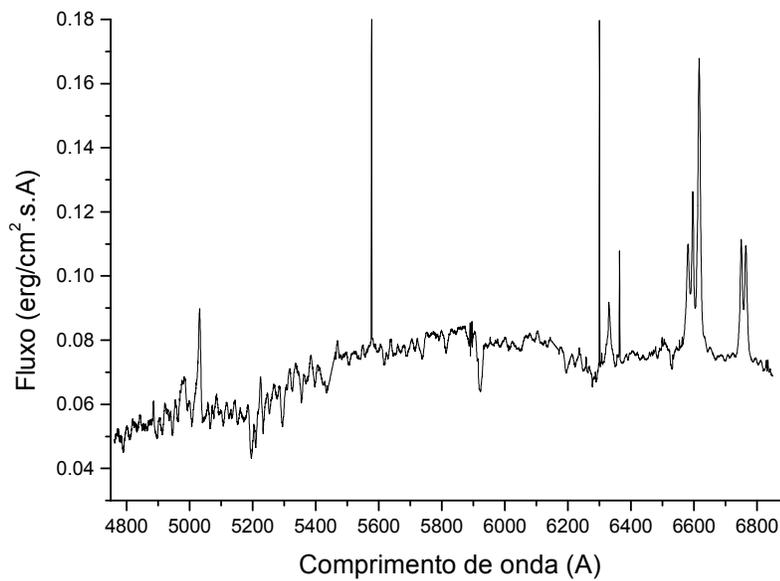


Figura 6.6: Espectro médio do cubo de dados obtido de NGC 4579.

6.3 – Aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar

Após a preparação do cubo de dados de NGC 4579, descrita na seção 6.2, aplicou-se o processo da Tomografia PCA, de um modo inteiramente análogo ao que foi feito para NGC 4736 e NGC 404. Os auto-espectros e respectivos tomogramas mais relevantes obtidos encontram-se a seguir.

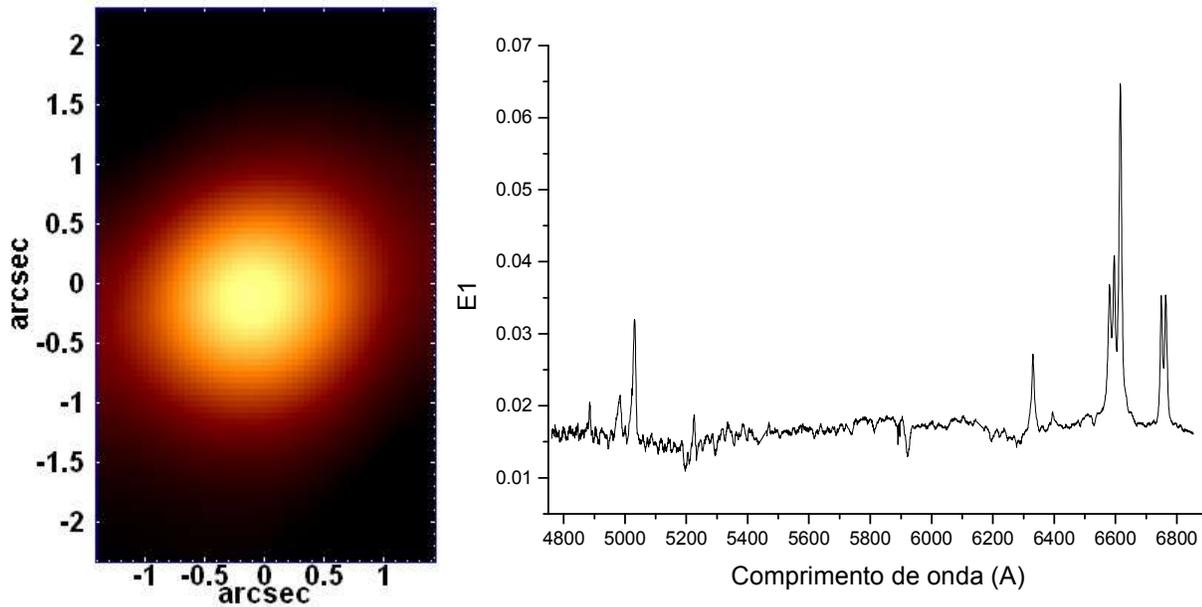


Figura 6.7: Auto-espectro E1 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar.

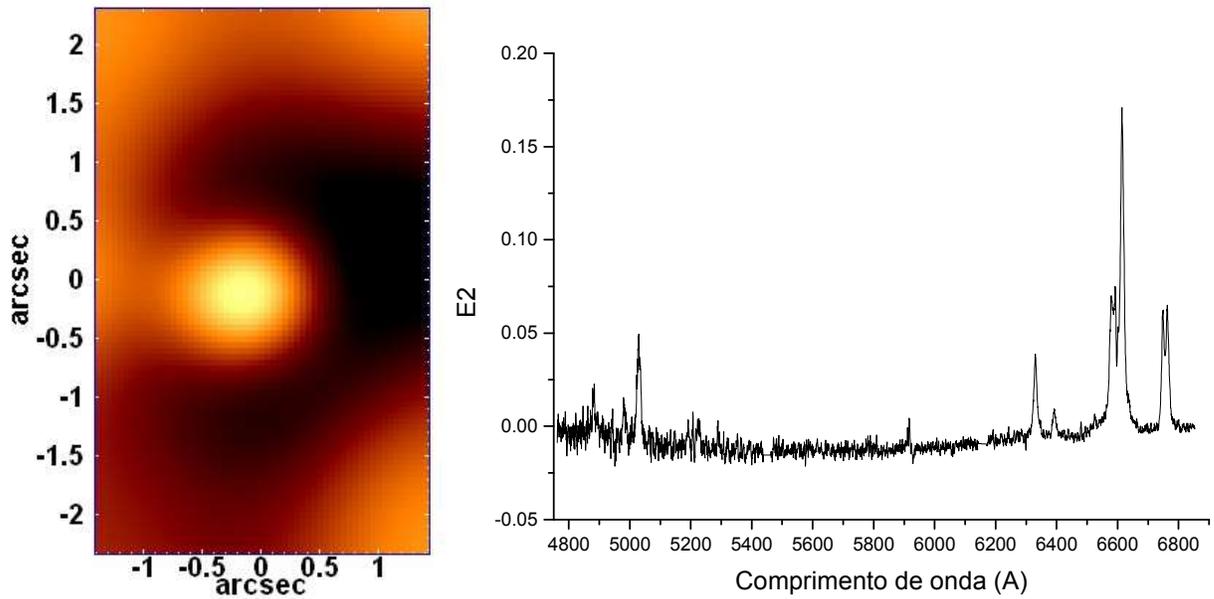


Figura 6.8: Auto-espectro $E2$ e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar.

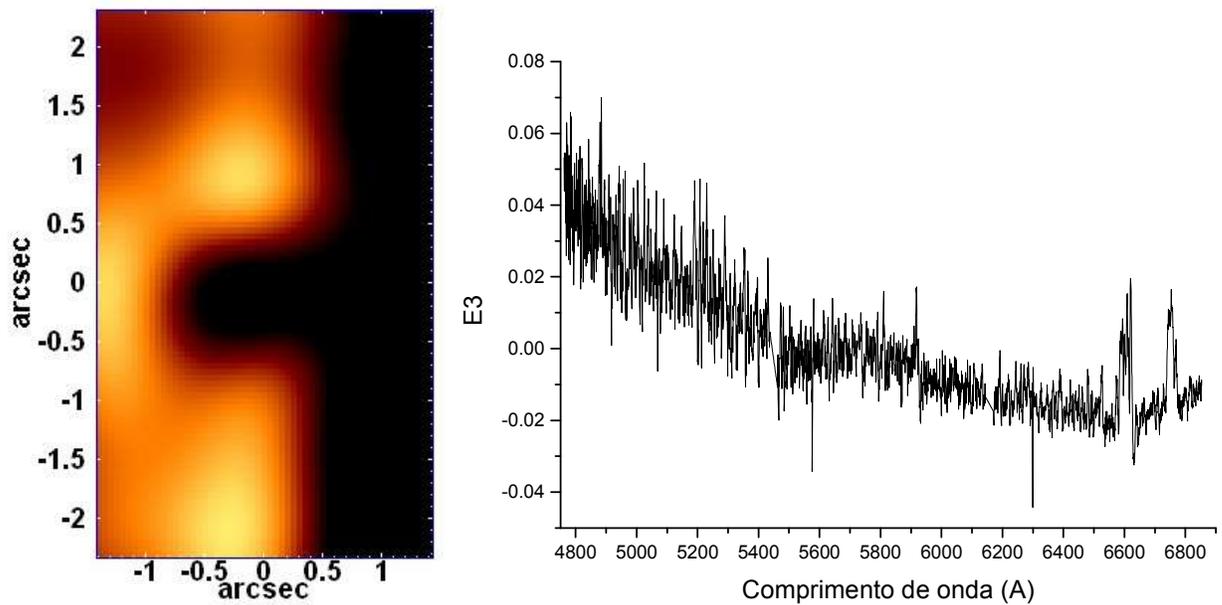


Figura 6.9: Auto-espectro $E3$ e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar.

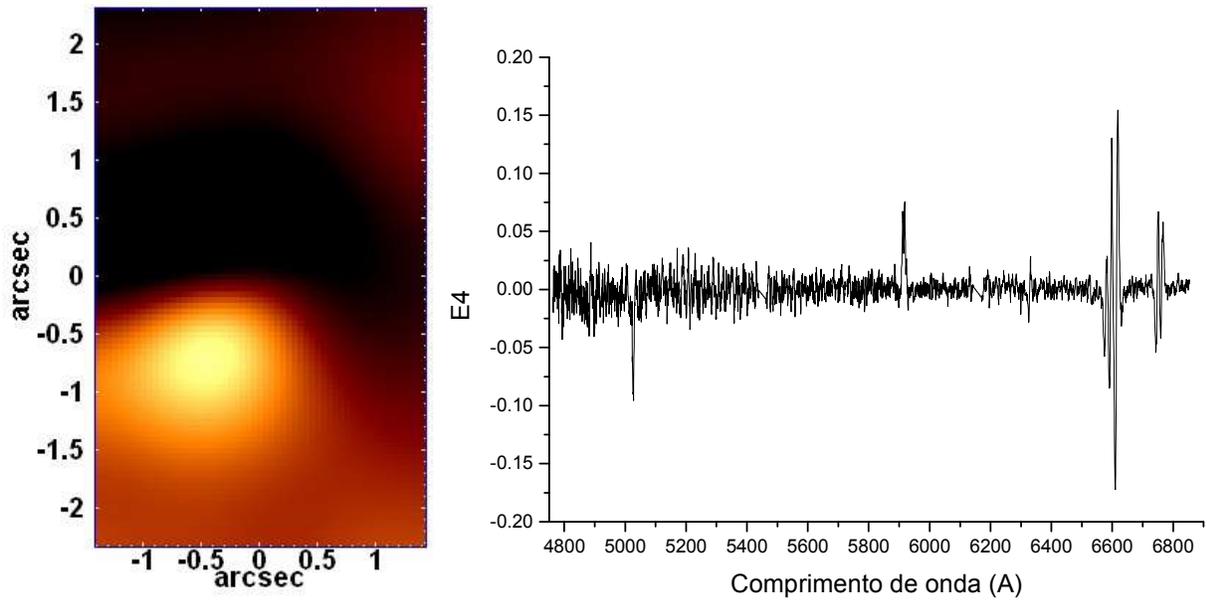


Figura 6.10: Auto-espectro $E4$ e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar.

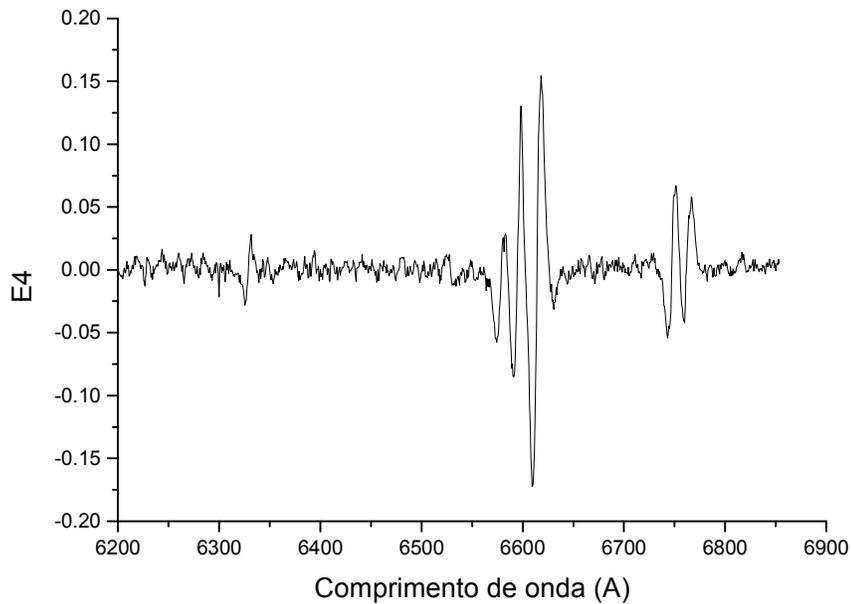


Figura 6.11: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro $E4$, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar.

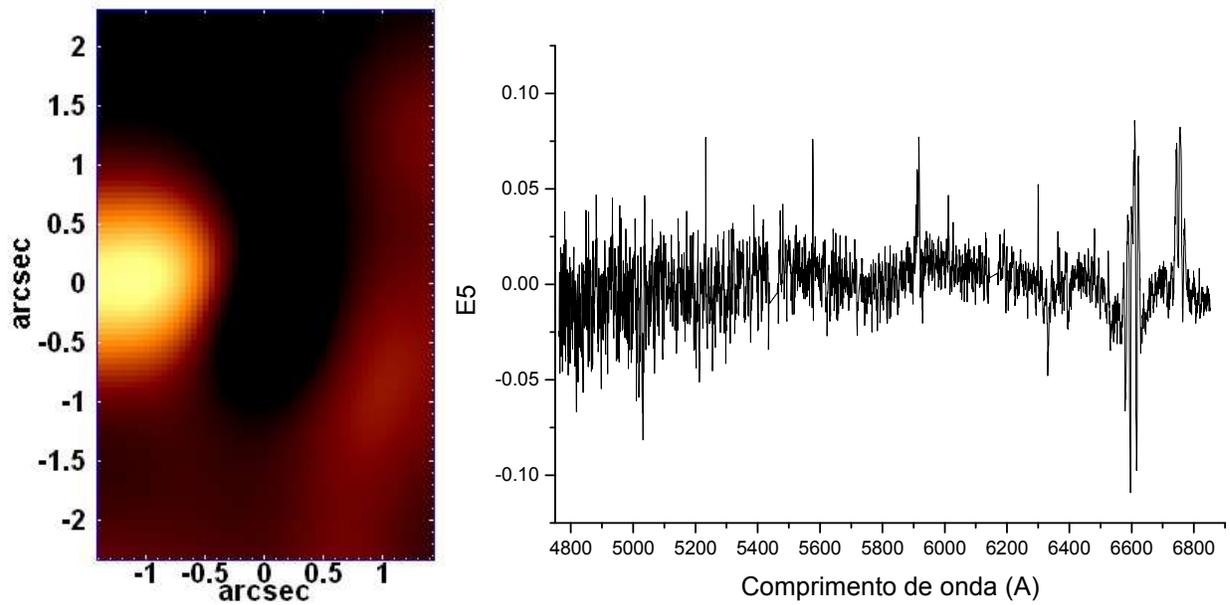


Figura 6.12: Auto-espectro $E5$ e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar.

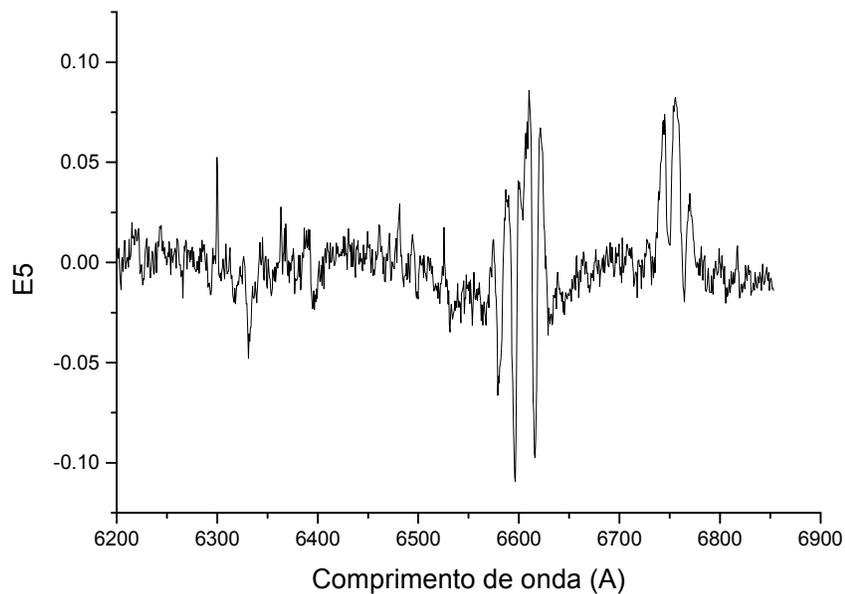


Figura 6.13: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro $E5$, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar.

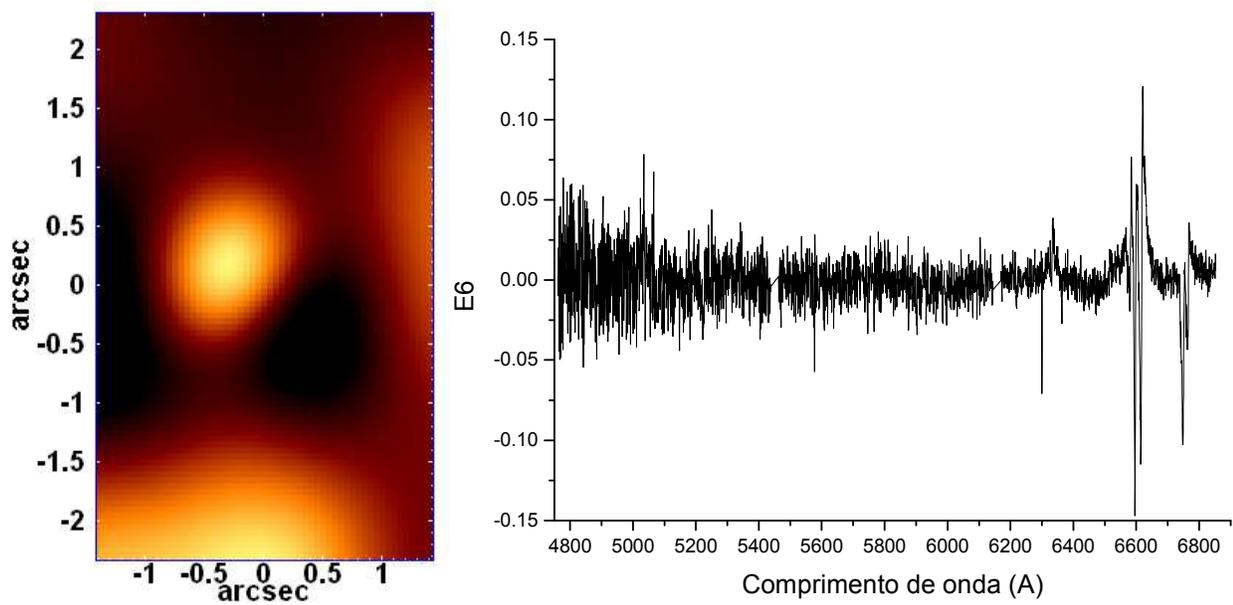


Figura 6.14: Auto-espectro E6 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar.

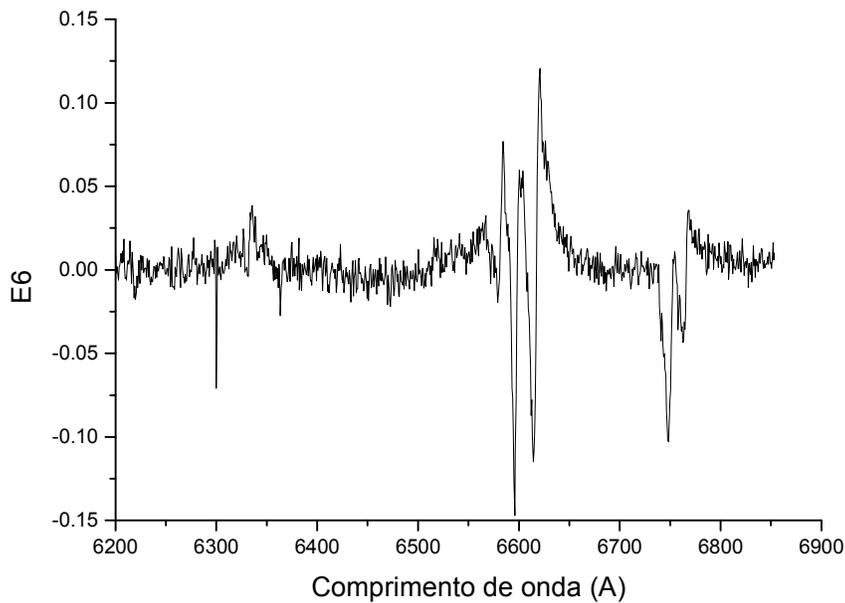


Figura 6.15: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E6, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar.

| Autovetor (%) | Variância explicada (%) |
|---------------|-------------------------|
| E1 | 99.0212 |
| E2 | 0.5717 |
| E3 | 0.1540 |
| E4 | 0.0681 |
| E5 | 0.0329 |
| E6 | 0.0220 |

Tabela 6.1: Autovalores obtidos com a Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579.

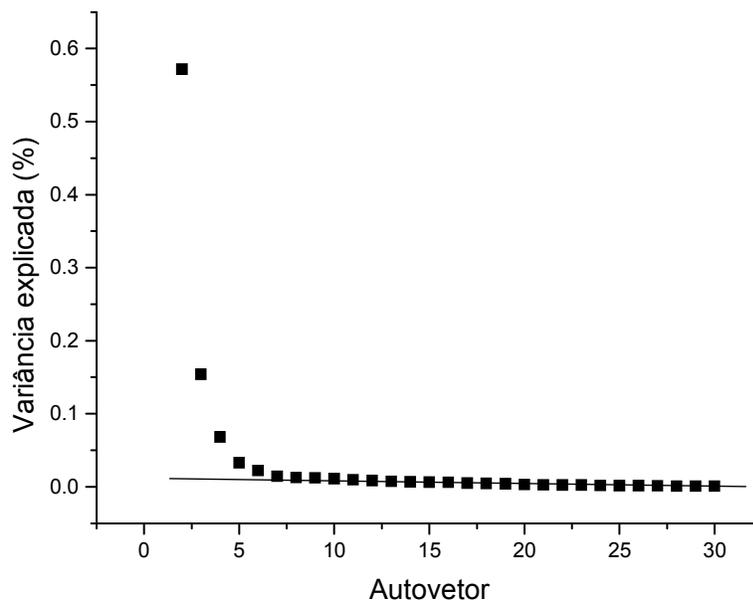


Figura 6.16: “Scree test” dos autovetores obtidos com a Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar.

Observando-se a figura 6.7, pode-se notar que o auto-espectro E1 e o tomograma correspondente são bastante similares ao espectro médio e à soma de todas as imagens do cubo de dados de NGC 4579, respectivamente. Isso está de acordo com o esperado, já que o autovetor E1 explica a grande maior parte da variância existente (99.0212 %). Assim como ocorreu no caso da análise de NGC 4736, uma diferença entre o auto-espectro E1 e o espectro médio do cubo de dados é o fato de que as linhas de emissão do céu [O I] $\lambda 5577$, [O I] $\lambda 6300$ e [O I] $\lambda 6363$ estão ausentes no primeiro, mas são visíveis no segundo. Novamente, isso mostra claramente que a subtração do espectro médio (que é uma das etapas preliminares da Tomografia PCA, conforme mencionado na seção 3.5) é um método eficaz para eliminar a emissão de céu, já que a aplicação do PCA no cubo de dados após essa subtração não revelou nenhum indício da existência de

linhas de emissão do céu. Vale lembrar, entretanto, que, como se trata da média de todos os espectros do cubo de dados original, a sua subtração remove muito mais detalhes do que apenas a emissão do céu (um exemplo disso é que o cubo de dados perde a calibração em fluxo após a subtração do espectro médio). Evidentemente, as linhas de céu somente são visíveis no espectro médio do cubo de dados original porque o processo de redução não incluiu a subtração do céu, conforme foi mencionado anteriormente. Ao contrário de NGC 4736 e NGC 404, a galáxia NGC 4579 possui um AGN tipo 1 que é facilmente detectável em seus espectros. Isso pode ser notado, por exemplo, observando-se o espectro médio da figura 6.6, que revela, de maneira bastante clara, o AGN mencionado. Evidentemente, o auto-espectro E1 também revela a presença desse AGN. A figura 6.8 mostra que o auto-espectro E2 possui correlações que também são indicativas da existência de um núcleo ativo de tipo 1. Isso mostra que esse autovetor está relacionado de maneira mais específica com esse AGN e revela, inclusive, a sua posição mais precisa, que corresponde à área mais clara do tomograma correspondente. Para se verificar se esse AGN está localizado no centro do bojo de NGC 4579, aplicou-se o seguinte procedimento: primeiramente, construiu-se uma imagem da região espectral do cubo de dados correspondente ao duplete de absorção de Na I. Em seguida, subtraiu-se dessa imagem uma outra correspondente ao contínuo espectral próximo ao duplete de Na I, obtendo-se, então, uma figura com a região central obscurecida (o que se deve ao fato de o duplete em questão ser formado por linhas de absorção). Finalmente, multiplicou-se essa imagem por -1 e fez-se uma sobreposição dela com o tomograma correspondente ao autovetor E2 obtido anteriormente. A figura resultante encontra-se a seguir.

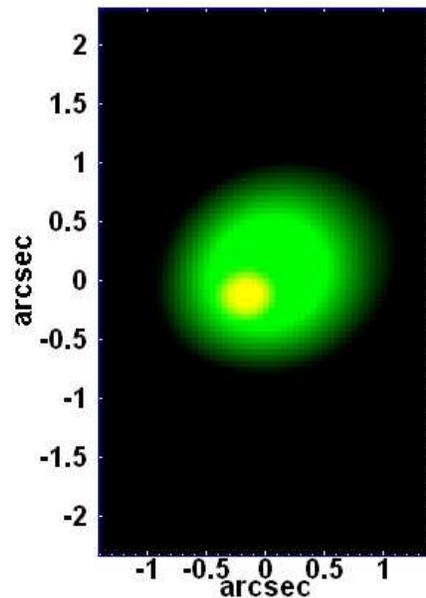


Figura 6.17: Composição contendo a imagem do dubleto da linha de Na I do cubo de dados original de NGC 4579 (verde) e o tomograma correspondente ao autovetor E2 obtido com a Tomografia PCA (vermelho).

A imagem do dubleto de Na I foi utilizada porque fornece com uma maior precisão a localização do centro do bojo da galáxia, já que esse dubleto é originado, sobretudo, devido à absorção em atmosferas estelares. O tomograma correspondente ao autovetor E1 também poderia ter sido usado para obter a localização do centro do bojo, entretanto, como a influência do AGN é bastante forte nesse autovetor, seria possível que a posição do centro do bojo fornecida pelo tomograma em questão estivesse sendo “mascarada” por esse AGN e, conseqüentemente, não fosse exata.

A figura 6.17 mostra que, de fato, o AGN está deslocado em relação ao centro do bojo galáctico, o que pode ser um indício de que o buraco negro central associado esteja se movendo ao longo da região central dessa galáxia (analogamente ao que se supôs no caso de NGC 4736).

Analisando-se a figura 6.9, pode-se verificar que a principal característica do auto-espectro E3 é uma correlação com a região azul do espectro (menores comprimentos de onda) e uma anti-correlação com a região vermelha do espectro (maiores comprimentos de onda), o que pode ser um efeito da PSF variável que não foi totalmente eliminado com a deconvolução de Richardson-Lucy. Esse autovetor explica cerca de 0.1540 % da variância dos dados. A figura 6.10, juntamente com a ampliação da figura 6.11, mostram que o auto-espectro E4 apresenta

correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas vermelhas das linhas de emissão e anti-correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas azuis, o que mostra que esse autovetor, provavelmente, é um indicador da existência de rotação do gás na região central de NGC 4579. Nesse caso, o tomograma mostrado na figura 6.10 corresponde a um mapa de rotação, sendo que as áreas brilhantes da imagem apresentam uma componente radial da velocidade no sentido oposto ao observador e as áreas escuras possuem uma componente no sentido do observador. O autovetor E4 explica cerca de 0.0681 % da variância dos dados. Observando-se a figura 6.12, pode-se notar que o auto-espectro E5 apresenta correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas azuis e vermelhas das linhas de emissão e anti-correlações com os comprimentos de onda correspondentes às regiões centrais das linhas, o que parece indicar um movimento expansivo do gás. Nesse caso, a área clara do tomograma associado corresponde a uma região que apresenta um movimento de expansão do gás ao longo da linha de visada. Entretanto, pode-se notar, também, que esse auto-espectro apresenta uma aparente anti-correlação com a componente larga da linha $H\alpha$, ou seja, com a emissão proveniente da BLR dessa galáxia. Com base nisso, pode-se dizer que essa região emissora de linhas largas corresponde a uma área escura (anti-correlação com o autovetor) do tomograma associado. As correlações e anti-correlações apresentadas por esse autovetor podem ser melhor visualizadas na ampliação da figura 6.13. A fração da variância explicada por E5 é de cerca de 0.0329 %. Finalmente, a figura 6.14, juntamente com a ampliação da figura 6.15, mostram que o auto-espectro E6, assim como o anterior, apresenta anti-correlações com os comprimentos de onda correspondentes às regiões centrais das linhas de emissão e correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas azuis e vermelhas das mesmas (entretanto, algumas dessas correlações são fracas e pouco visíveis nesse auto-espectro). Isso mostra que o autovetor E6, aparentemente, também indica um movimento expansivo do gás. Além disso, esse auto-espectro apresenta uma correlação com a componente larga da linha $H\alpha$, o que indica que E6 também está correlacionado com a emissão proveniente da BLR. Esse autovetor explica cerca de 0.0220 % da variância dos dados.

O “scree test” mostrado na figura 6.16 revela que os valores das variâncias explicadas pelos autovetores de ordem maior do que E6 se tornam praticamente constantes, o que indica que eles representam, sobretudo, ruído e não têm grande relevância na análise.

Por tudo o que foi dito até aqui, pode-se concluir que essa análise com a Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579, primeiramente, revelou a posição mais precisa do AGN existente, que não corresponde ao centro o bojo da galáxia. Também foi possível identificar uma rotação do gás presente, cujo mapa está mostrado no tomograma da figura 6.10. Finalmente, essa análise revelou a presença de prováveis movimentos expansivos do gás existente.

6.4 – Síntese espectral do cubo de dados de NGC 4579 com o “Starlight”

Após a análise inicial com a Tomografia PCA, fez-se uma síntese espectral do cubo de dados de NGC 4579 com o software “Starlight”, da mesma forma como foi feito nos casos de NGC 4736 e NGC 404. Na preparação dos espectros (descrita na seção 3.6), a correção do “redshift” foi feita adotando-se o valor $z=0.005$ e a correção do avermelhamento da Galáxia foi feita adotando-se $A_V=0.136$. Das três galáxias analisadas nesse trabalho, sem dúvida, NGC 4579 foi a que apresentou maiores problemas durante a realização da síntese espectral. De fato, o software “Starlight” não obteve bons ajustes para os espectros localizados nas regiões espaciais mais afastadas do centro do campo visual do IFU. Assim, optou-se por fazer os mapeamentos dos parâmetros obtidos na síntese espectral apenas nas regiões mais próximas do centro do campo visual do IFU. Os principais resultados obtidos encontram-se a seguir.

6.4.1 – Qualidade dos ajustes

Para se avaliar a qualidade dos ajustes obtidos com o “Starlight”, fez-se o mapeamento dos valores do χ^2 (dados pela expressão (3.50)) obtidos. A figura em questão encontra-se a seguir.

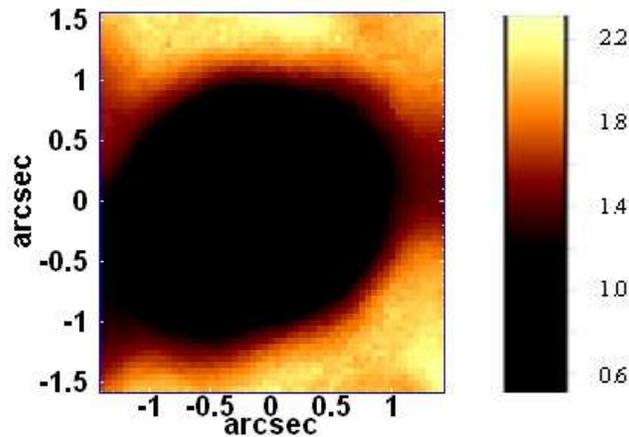


Figura 6.18: Mapeamento dos valores de χ^2 dos ajustes obtidos pelo “Starlight” para os espectros do cubo de dados de NGC 4579.

Analisando-se a figura 6.18, pode-se notar que os melhores ajustes feitos pelo “Starlight” foram obtidos na região mais próxima ao centro do campo visual do IFU, já que foi nessa área que o χ^2 assumiu os menores valores (cerca de 0.52). Entretanto, nas regiões mais externas e mais brilhantes da imagem acima, o χ^2 chegou a atingir valores de cerca de 2.33, o que mostra que, mesmo excluindo-se algumas regiões espaciais do cubo de dados original, alguns dos ajustes obtidos ainda foram consideravelmente piores do que aqueles encontrados nas análises de NGC 4736 e NGC 404. De qualquer modo, como 2.33 ainda pode ser tomado com um valor bastante aceitável para o χ^2 , pode-se dizer que, dentro de uma precisão razoável, os resultados obtidos com a síntese espectral de NGC 4579 podem ser considerados satisfatórios.

6.4.2 – Parâmetros cinemáticos

Em seguida, fizeram-se os mapeamentos dos parâmetros v_* e σ_* , que correspondem, respectivamente, à velocidade radial de rotação estelar e à dispersão de velocidades. Esses parâmetros, conforme foi mencionado na seção 3.6, compõem a distribuição gaussiana $G(v_*, \sigma_*)$. Os mapeamentos dessas duas grandezas cinemáticas obtidas com os ajustes encontram-se a seguir.

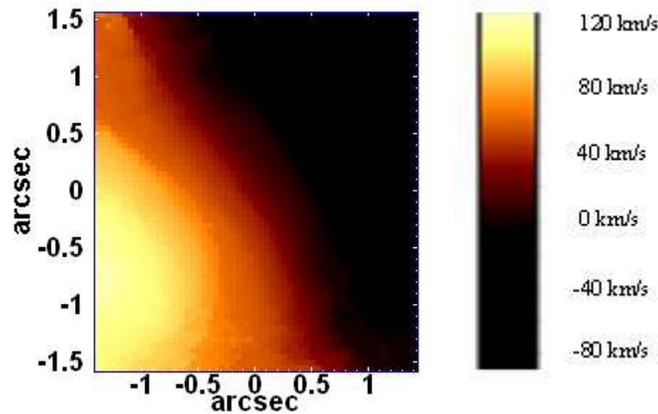


Figura 6.19: Mapeamento dos valores da velocidade radial estelar obtidos a partir da síntese espectral do cubo de dados de NGC 4579 feita com o “Starlight”.

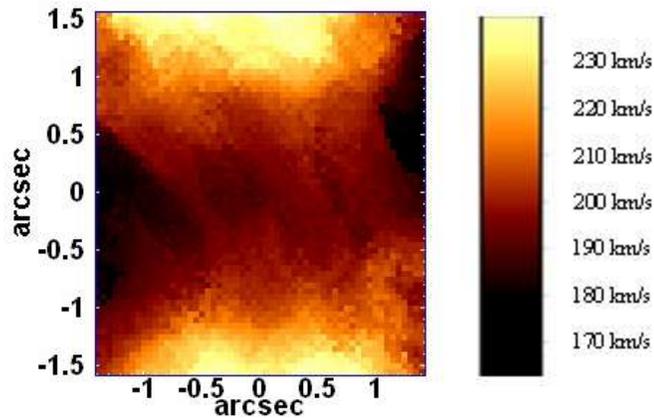


Figura 6.20: Mapeamento dos valores da dispersão de velocidades obtidos a partir da síntese espectral do cubo de dados de NGC 4579 feita com o “Starlight”.

Observando-se a figura 6.19, pode-se notar que ela apresenta, claramente, o aspecto de um mapa de rotação. Os pixels mais brilhantes dessa imagem correspondem a maiores valores de velocidade radial das estrelas e os mais escuros a menores valores (inclusive negativos). Assim, pode-se concluir que as áreas mais claras dessa figura apresentam uma velocidade radial com sentido oposto ao do observador e as áreas mais escuras possuem uma velocidade no sentido do observador. O eixo de rotação visível na figura 6.19 é razoavelmente diferente daquele existente na figura 6.10, o que revela uma diferença entre a rotação do gás e das estrelas na região central de NGC 4579.

A figura 6.20 mostra que há uma diminuição considerável dos valores da dispersão de velocidades nas regiões mais centrais do campo visual do IFU, ou seja, pode-se notar a existência de um “sigma drop” na região central dessa galáxia. O AGN presente também está localizado na

região do “sigma drop” e, em princípio, esse fato poderia ser explicado de uma maneira análoga àquela utilizada para explicar a existência do “sigma drop” em NGC 4736: o fato de o AGN visível na figura 6.17 estar deslocado em relação ao centro do bojo da galáxia é um possível indício de que ele esteja em movimento na região central dessa galáxia. Esse movimento do buraco negro central do AGN (juntamente com a população estelar próxima) através da região central da galáxia pode fazer com que algumas estrelas sejam removidas da área de influência do AGN (devido a interações com outras estrelas, por exemplo). Nesse processo, as estrelas menos massivas (e com maiores valores de dispersão de velocidades) tendem a ser removidas mais facilmente do que as mais massivas (e com menores valores de dispersão de velocidades), logo, as estrelas que tendem a permanecer na área de influência do buraco negro central são as mais massivas e com menores valores de dispersão de velocidades, o que dá origem ao “sigma drop”. Esse modelo, entretanto, requer que o buraco negro existente esteja em movimento, o que será discutido mais adiante.

6.4.3 – Populações estelares

O parâmetro fornecido pelo “Starlight” que foi analisado em seguida foi x_j (descrito na seção 3.6). A análise desse parâmetro foi feita da mesma forma que nos casos de NGC 4736 e NGC 404: primeiramente, mapearam-se dos valores de x_j para cada uma das 150 populações estelares utilizadas para obter o ajuste. Em seguida, construiu-se um cubo de dados com os espectros estelares sintéticos fornecidos pelo “Starlight” e integraram-se todos os espectros desse cubo, de maneira a obter uma imagem representativa do fluxo estelar total emitido. Finalmente, considerando-se os valores de x_j como representativos da fração do fluxo total devido a cada população estelar (e não apenas a fração do fluxo em λ_0), multiplicou-se cada um dos mapeamentos de x_j pela imagem representativa do fluxo estelar total emitido, obtendo-se, assim, os mapeamentos do fluxo emitido por cada uma das 150 populações estelares consideradas no ajuste. Essas imagens foram combinadas, resultando nas figuras a seguir.

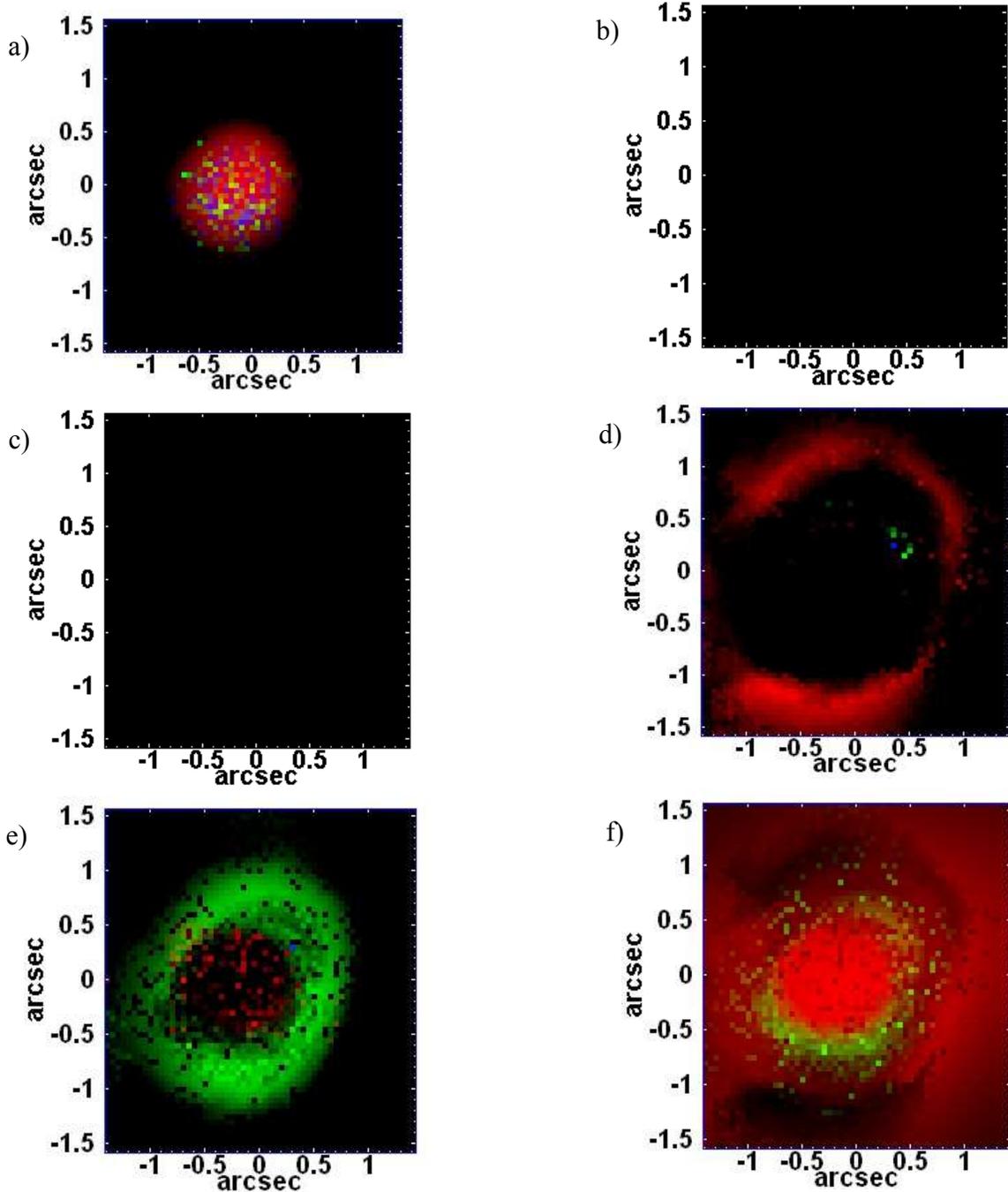


Figura 6.21: a) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1 \cdot 10^6$ e $8.71 \cdot 10^6$ anos; b) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1 \cdot 10^7$ e $5.5 \cdot 10^7$ anos; c) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1.02 \cdot 10^8$ e $9.05 \cdot 10^8$ anos; d) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1.28 \cdot 10^9$ e $7.5 \cdot 10^9$ anos; e) Imagem em RGB da população estelar com idade entre $1 \cdot 10^{10}$ e $1.5 \cdot 10^{10}$ anos; f) Imagem em RGB da população estelar com idade $1.8 \cdot 10^{10}$ anos. Em todas as imagens, a cor azul indica baixa metalicidade ($Z=0,0001$ e $Z=0,0004$), a cor verde indica metalicidade intermediária ($Z=0,004$ e $Z=0,008$) e a cor vermelha indica metalicidade mais elevada ($Z=0,02$ e $Z=0,05$), lembrando que $Z_0=0,02$.

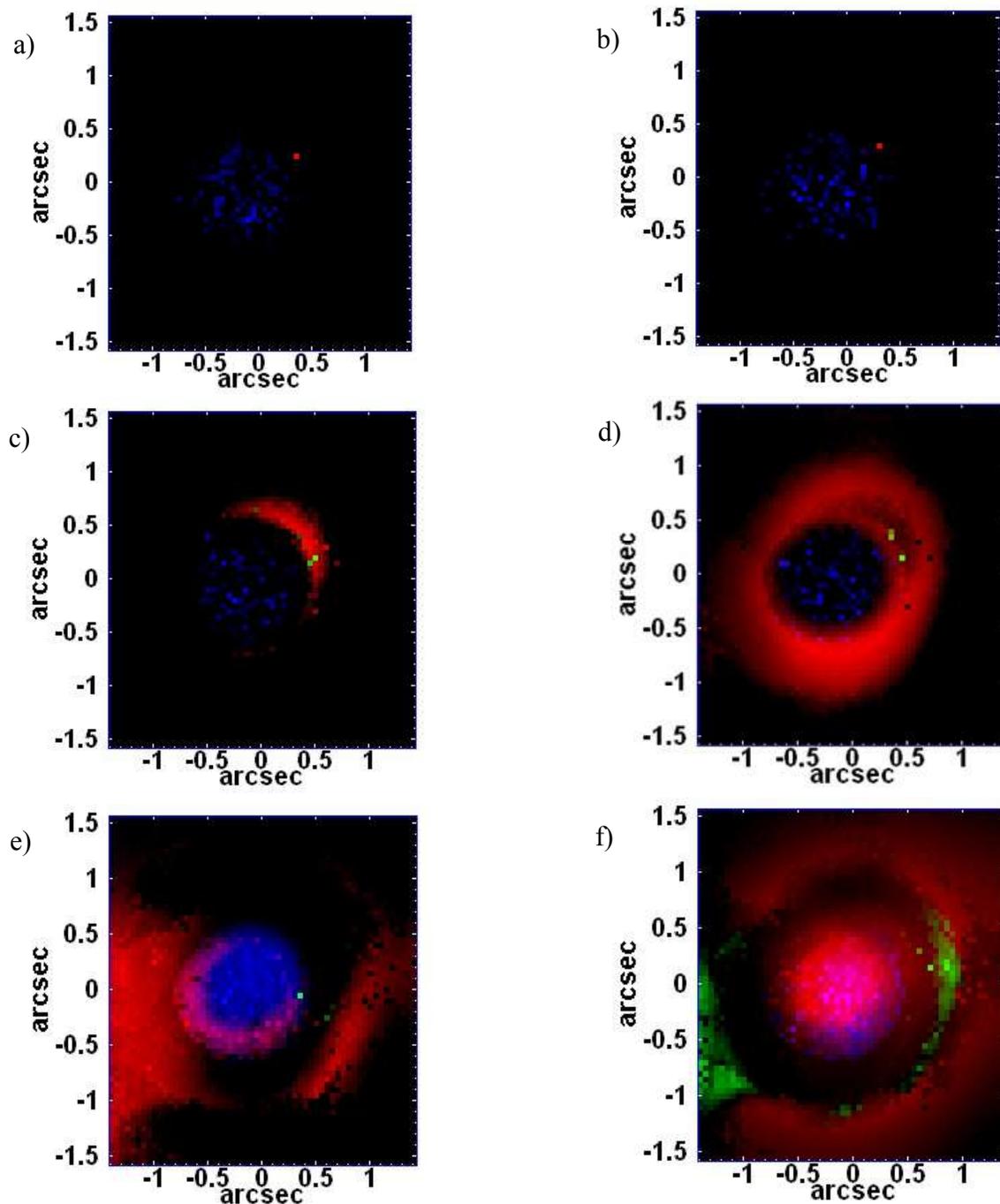


Figura 6.22: a) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.0001$; b) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.0004$; c) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.004$; d) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.008$; e) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.02$; f) Imagem em RGB da população estelar com metalicidade $Z=0.05$. Em todas as imagens, a cor azul indica população estelar jovem (desde $1 \cdot 10^6$ anos até $5.5 \cdot 10^7$ anos), a cor verde indica população estelar com idade intermediária (desde $1.02 \cdot 10^8$ anos até $4.25 \cdot 10^9$ anos) e a cor vermelha indica população estelar velha (desde $6.25 \cdot 10^9$ anos até $1.8 \cdot 10^{10}$ anos). É importante lembrar que $Z_0=0,02$.

Observando-se as figuras 6.21 e 6.22, pode-se dizer que essa galáxia apresenta, predominantemente, populações estelares com idades superiores a 10^{10} anos e metalicidades médias e elevadas. A figura também permite identificar alguns episódios de formação estelar, o que, por sua vez, fornece informações importantes sobre a história de formação estelar na região central dessa galáxia. Pelos dados mostrados acima, a evolução estelar na região central de NGC 4579 pode ser resumida da seguinte maneira: o primeiro episódio de formação estelar ocorreu há $1.8 \cdot 10^{10}$ anos, dando origem a uma população de estrelas com média e alta metalicidade (sobretudo alta metalicidade) espalhadas ao longo do campo visual do IFU, mas com uma concentração maior na região próxima ao centro do bojo da galáxia (figura 6.21 – “f”). Num período posterior (entre $1 \cdot 10^{10}$ e $1.5 \cdot 10^{10}$ anos atrás), começou a ocorrer uma formação estelar em uma região anular ao redor do centro do bojo da galáxia, dando origem a uma população estelar de média metalicidade. A formação de estrelas de alta metalicidade na região próxima ao centro do bojo, entretanto, ainda não havia cessado nesse período (figura 6.21 – “e”). O terceiro episódio de formação estelar ocorreu num período entre $1.28 \cdot 10^9$ e $7.5 \cdot 10^9$ anos, dando origem a estrelas de alta metalicidade numa região mais externa em forma de anel. Nesse período, aparentemente, a formação estelar nas regiões mais próximas ao centro do bojo haviam cessado quase totalmente (figura 6.21 – “d”). A figura 6.21 não revela a existência de episódios de formação estelar significativos nos períodos entre $1.02 \cdot 10^8$ e $9.05 \cdot 10^8$ anos atrás e entre $1 \cdot 10^7$ e $5.5 \cdot 10^7$ anos atrás, mas há evidências de formação de estrelas num período mais recente entre $1 \cdot 10^6$ e $8.71 \cdot 10^6$ anos atrás, o que poderia indicar a ocorrência de um “starburst” recente. Entretanto, como a localização dessa suposta formação estelar recente também corresponde à localização do AGN existente nessa galáxia, é possível que o que o “Starlight” detectou como sendo uma população estelar “jovem”, na verdade, corresponda a um “featureless continuum” emitido por esse AGN. Essa hipótese é bastante provável, já que é sabido que o “featureless continuum” emitido pelos AGNs, muitas vezes, apresentam um aspecto similar ao contínuo emitido por aglomerados estelares jovens.

Como se pode notar, as duas possíveis soluções obtidas por Palácios et al. (1997) isto é, uma solução de 2.5 Ganos e $Z=1.5 Z_{\odot}$ e a outra de 12 Ganos com $Z=0.5 Z_{\odot}$ não são exatamente compatíveis com os resultados anteriores, que indicam tanto uma idade e uma metalicidade elevadas.

Para se aprofundar a análise anterior, construíram-se os gráficos (em forma de colunas) das frações de massa e de fluxo correspondentes a cada uma delas, levando-se em conta as populações de todo o campo visual do IFU. Os gráficos obtidos encontram-se a seguir.

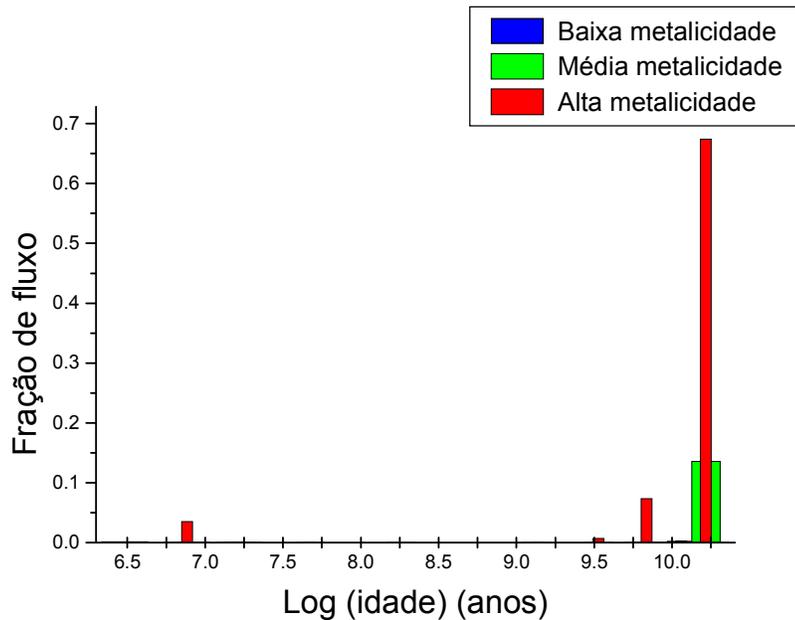


Figura 6.23: Histograma representativo das frações de fluxo devidas às populações estelares de todo o campo visual do IFU.

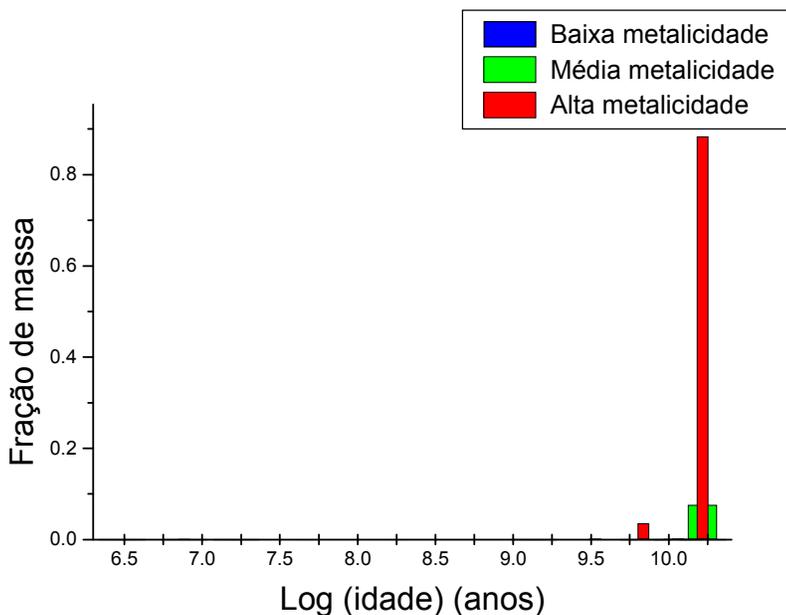


Figura 6.24: Histograma representativo das frações de massa devidas às populações estelares de todo o campo visual do IFU.

Nos gráficos anteriores, a baixa metalicidade corresponde a populações com $Z=0.0001$ e $Z=0.0004$, a média metalicidade representa populações com $Z=0.004$ e $Z=0.008$ e a alta metalicidade indica populações com $Z=0.02$ e $Z=0.05$.

O gráfico da figura 6.23 mostra que a maior parte do fluxo estelar na região central de NGC 4579 provém de populações estelares com idades superiores a 10^9 anos (principalmente superiores a 10^{10} anos) e metalicidades médias e altas (sobretudo altas), o que está totalmente de acordo com a análise feita anteriormente a partir das figuras 6.21 e 6.22. Nesse gráfico, também é possível notar que parte do fluxo é proveniente de populações estelares com idades inferiores a 10^7 anos, entretanto, conforme mencionado anteriormente, é bastante provável que esse fluxo não esteja sendo emitido por estrelas jovens, mas sim corresponda ao “featureless continuum” emitido pelo AGN. O gráfico da figura 6.24, por sua vez, mostra que a maior parte da massa estelar está contida em estrelas com idades superiores a 10^{10} anos, o que está de acordo com o esperado, dadas as frações de fluxo mostradas no gráfico da figura 6.23 e as razões massa/luminosidade das populações estelares envolvidas.

Essa galáxia não apresenta sinais da ocorrência de um “merger” após o período de formação das primeiras populações estelares. Isso representa um problema no que se refere à aplicação do modelo utilizado para explicar a existência de um “sigma drop” na região próxima ao centro do bojo desse objeto. Tal modelo supõe que o buraco negro central do AGN existente está em movimento ao longo da região central da galáxia, o que, em geral, quer dizer que o sistema não se encontra virializado. No caso de NGC 4736, esse estado não virializado podia ser justificado devido à ocorrência de um “merger” no passado, entretanto, essa hipótese não é válida para NGC 4579. É possível, entretanto, que tenha ocorrido um “merger” durante o período de formação das primeiras populações estelares, o que justificaria o fato desse evento não poder ser identificado em outros períodos (através da análise dos gráficos mostrados anteriormente), entretanto, nesse caso, o sistema já deveria estar virializado e o buraco negro não deveria estar em movimento. Assim, pode-se dizer que o modelo mencionado anteriormente para explicar a existência do “sigma drop” não parece ser compatível com os resultados obtidos com a síntese espectral feita com o “Starlight”, já que não foi encontrada nenhuma razão aparente para o buraco negro estar em movimento.

Existe, entretanto, um outro cenário capaz de explicar o “sigma drop” detectado. Observando-se as figuras 6.19 e 6.20, pode-se notar que a diminuição dos valores da dispersão de

velocidades ocorre ao longo de uma direção aproximadamente perpendicular ao eixo de rotação estelar da região central dessa galáxia. Pode-se supor, então, que essa galáxia apresente um disco com valores de dispersão de velocidades pequenos quando comparados aos valores das velocidades de rotação estelar (ou seja, trata-se de um disco “frio”). Ao mesmo tempo, esse objeto também deve possuir um bojo clássico com valores de dispersão de velocidades elevados quando comparados aos valores das velocidades de rotação estelar (ou seja, trata-se de um bojo “quente”). Esse cenário é bastante compatível com o que é observado na figura 6.20, sendo que as regiões superior e inferior da imagem (com valores mais elevados de dispersão de velocidades) correspondem ao bojo “quente” e as regiões com menores valores de dispersão de velocidades (ao longo de um direção perpendicular ao eixo de rotação estelar) correspondem ao disco “frio”.

6.4.4 – Extinção interestelar

Finalmente, fez-se o mapeamento do último parâmetro fornecido pelo “Starlight”, A_V , que corresponde à extinção interestelar existente na galáxia observada (conforme explicado na seção 3.6). O mapeamento obtido encontra-se a seguir.

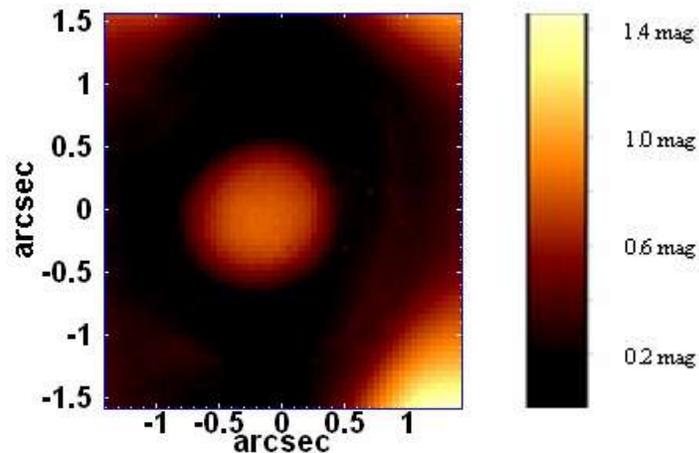


Figura 6.25: Mapeamento dos valores de A_V obtidos a partir da síntese espectral do cubo de dados de NGC 4579 feita com o “Starlight”.

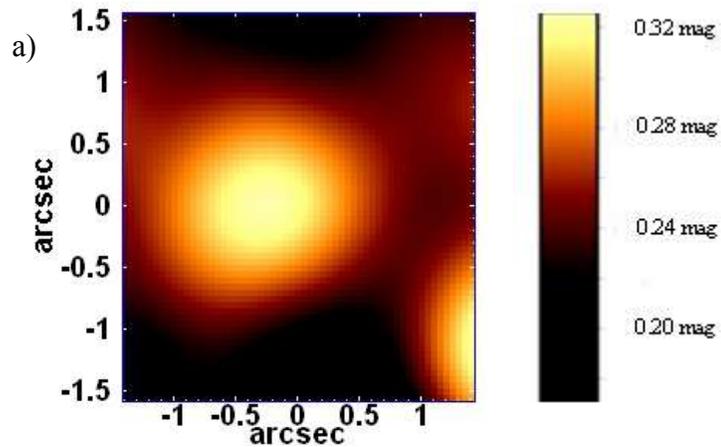
A figura 6.25 mostra que os valores A_V são maiores na região inferior direita do campo visual do IFU (chegando a atingir cerca de 1.46 mag). Os menores valores de A_V estão

localizados em uma região com formato anular ao redor do centro do bojo. As demais regiões espaciais do cubo de dados apresentaram valores intermediários de A_V .

Na região anular ao redor do centro do bojo mencionada, A_V chega a apresentar valores bastante próximos de zero (cerca de 0.002 mag). É importante mencionar, entretanto, que a região inferior direita da imagem acima (com os valores mais elevados de A_V) está localizada em uma área em que os valores de χ^2 dos ajustes obtidos foram consideravelmente elevados, o que pode indicar que os valores mais altos de A_V dessa região não significam maiores quantidades de poeira, mas sim que são apenas uma consequência da menor qualidade dos ajustes.

6.4.5 – Índices de Lick

Para se verificar a confiabilidade dos resultados obtidos com o “Starlight”, calcularam-se os valores dos índices de Lick Mg_1 e Mg_2 dos espectros do cubo de dados original de NGC 4579, utilizando-se a equação (4.1), da mesma forma como foi feito nos casos de NGC 4736 e NGC 404. Construíram-se, então, os mapeamentos dessas grandezas, que se encontram a seguir.



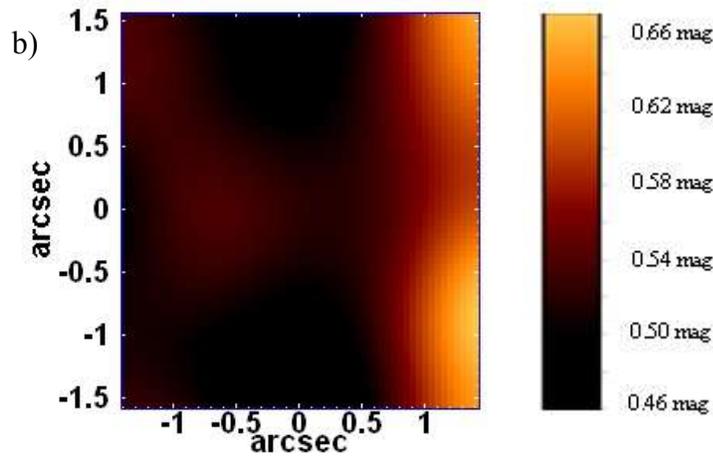


Figura 6.26: Mapeamentos dos valores dos índices de Lick Mg_1 (a) e Mg_2 (b), obtidos a partir dos espectros do cubo de dados de NGC 4579.

A figura 6.26 – “a” mostra que o mapeamento de Mg_1 apresenta semelhanças com alguns dos mapeamentos mostrados nas figuras 6.21 e 6.22. A figura 6.26 – “b”, por outro lado, não apresenta grandes semelhanças com nenhum dos mapeamentos feitos a partir dos resultados obtidos com o “Starlight”. Entretanto, pode-se notar que as regiões mais claras dessa última figura correspondem a áreas nas quais os ajustes feitos pelo “Starlight” não foram tão bons, já que os seus valores calculados do χ^2 foram consideravelmente elevados, conforme se pode notar pela figura 6.18. Assim, é possível que o mapeamento dos valores de Mg_2 tenha sido afetado pela qualidade não tão boa de alguns ajustes feitos. De qualquer forma, a semelhança do mapeamento dos valores de Mg_1 com vários outros mostrados nas figuras 6.21 e 6.22 já é um indicativo de que os resultados obtidos com o “Starlight” podem ser considerados confiáveis dentro de uma precisão razoável, já que o cálculo de Mg_1 foi feito de maneira totalmente independente dos resultados do “Starlight”.

Em resumo, pode-se dizer que a síntese espectral do cubo de dados de NGC 4579 revelou a existência de um “sigma drop” e de uma rotação estelar na região central desse objeto. O “sigma drop” presente pode ser explicado devido à existência de um disco “frio” (com baixos valores de dispersão de velocidades quando comparados aos valores das velocidades da rotação estelar) e de um bojo “quente” (com valores elevados de dispersão de velocidades quando comparados aos valores das velocidades de rotação estelar). A pouca quantidade de populações estelares jovens existentes nesse objeto praticamente exclui a possibilidade de que o seu espectro

de baixa ionização seja devido à fotoionização por estrelas “jovens” (seção 2.4). É possível, entretanto, que a fotoionização gerada pela grande quantidade de estrelas com idades superiores a 10^9 anos exerça, pelo menos, alguma influência sobre o espectro de baixa ionização desse objeto (seção 2.5).

6.5 - Aplicação da Tomografia PCA sobre o cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar subtraído

A partir dos espectros estelares sintéticos obtidos com os ajustes do “Starlight”, fez-se uma subtração do contínuo estelar dos espectros de NGC 4579, da mesma forma como foi feito nos casos de NGC 4736 e NGC 404. Nessa galáxia, entretanto, como a síntese espectral com o “Starlight” foi aplicada em uma região espacial reduzida do campo visual do IFU, a subtração do contínuo estelar também só pôde ser realizada nessa área. Dessa forma, o cubo de dados final, contendo apenas os espectros de emissão, apresentou uma dimensão espacial reduzida, igual às dos mapeamentos feitos a partir dos resultados obtidos com o “Starlight”. Aplicou-se, então, a Tomografia PCA nesse cubo de dados resultante a fim de se obter uma análise mais detalhada dos espectros de linhas de emissão dessa galáxia. Os principais auto-espectros e respectivos tomogramas obtidos encontram-se a seguir.

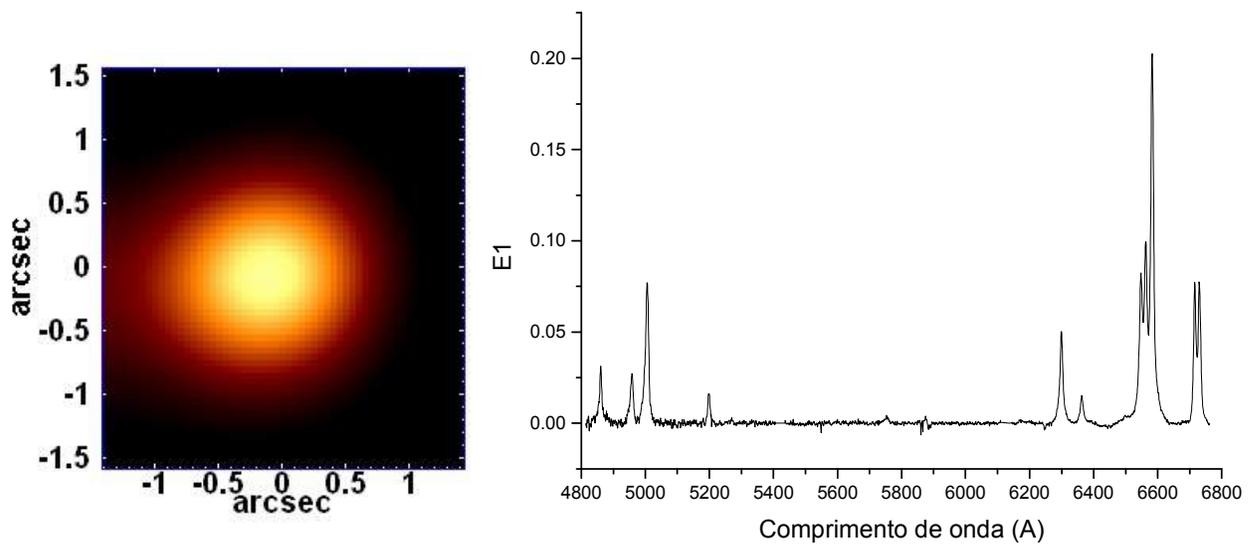


Figura 6.27: Auto-espectro EI e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar subtraído.

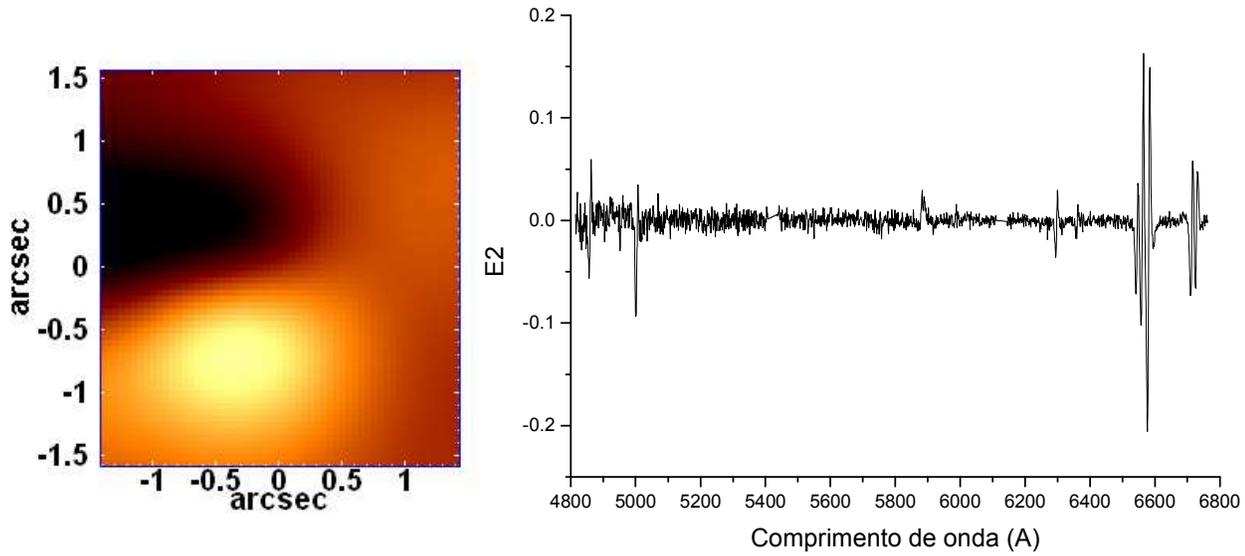


Figura 6.28: Auto-espectro E2 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar subtraído.

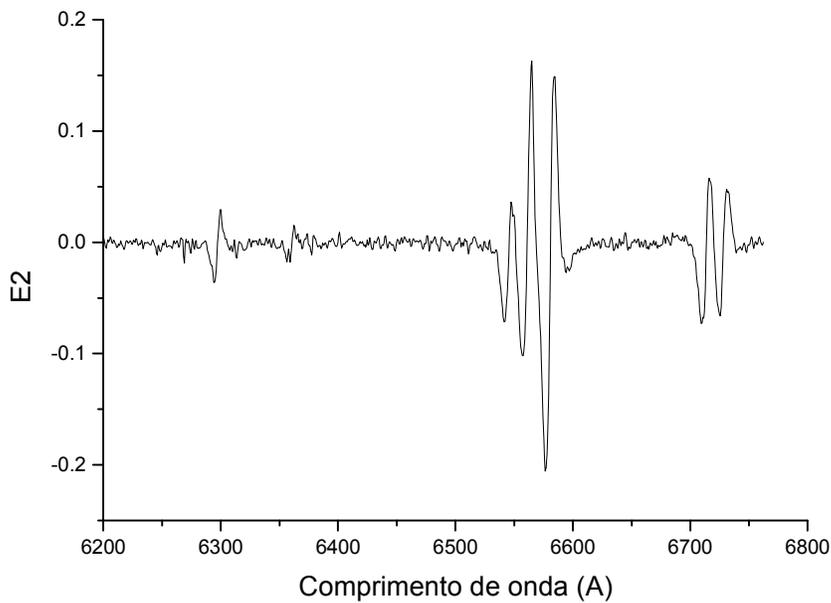


Figura 6.29: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E2, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar subtraído.

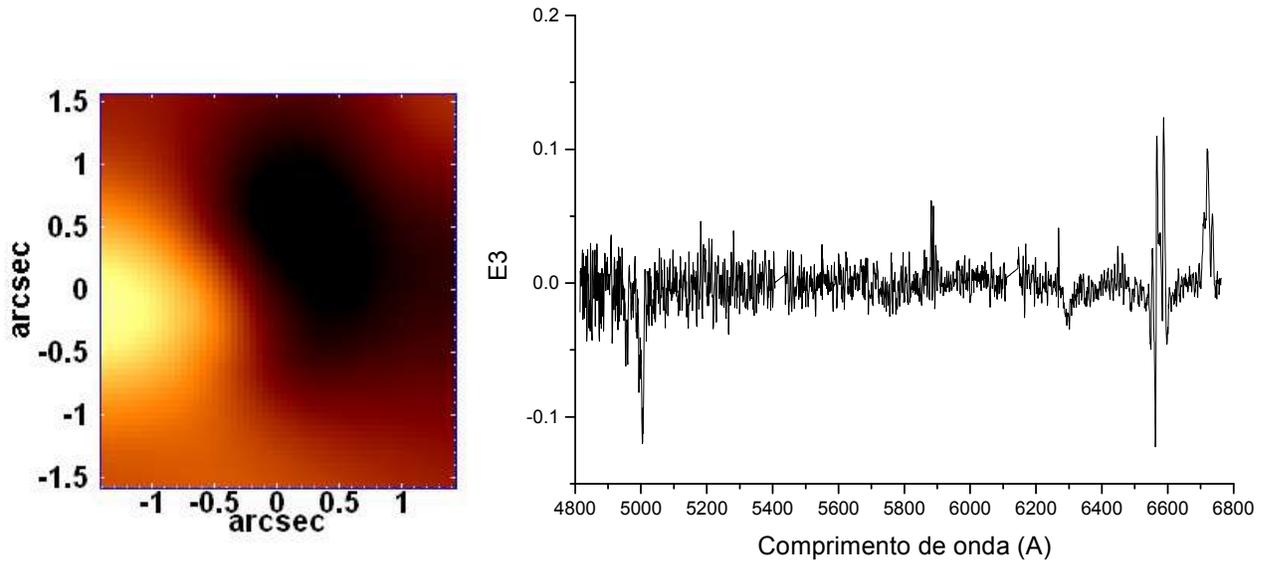


Figura 6.30: Auto-espectro E_3 e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar subtraído.

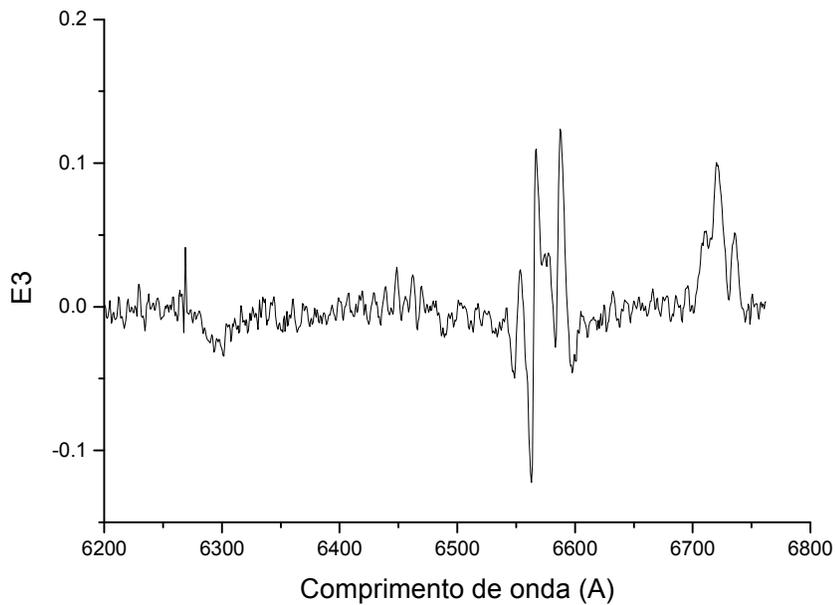


Figura 6.31: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro E_3 , obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar subtraído.

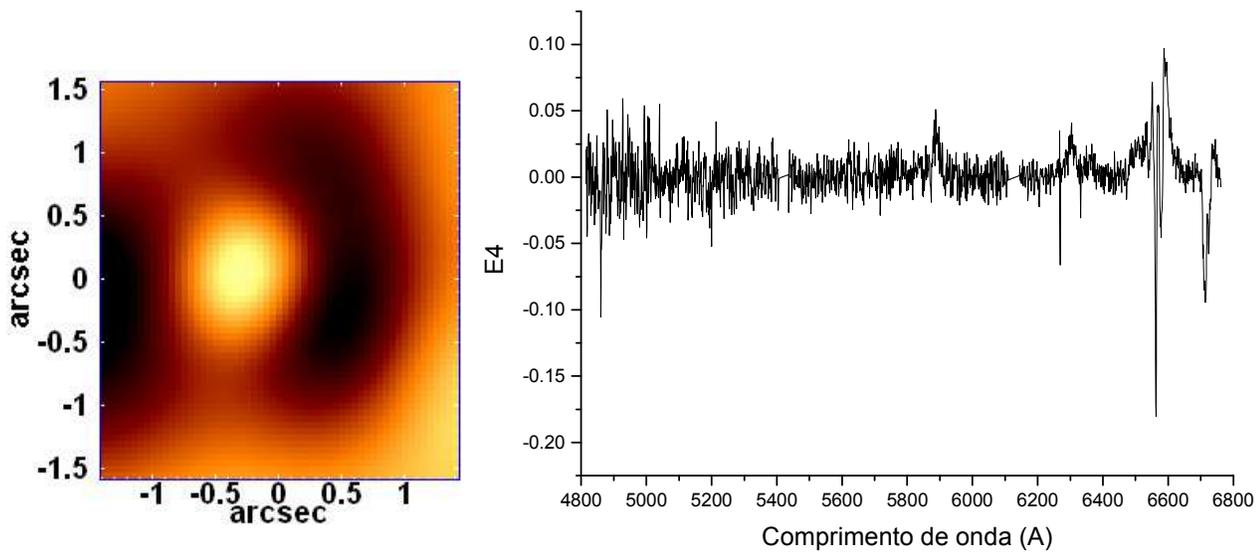


Figura 6.32: Auto-espectro $E3$ e respectivo tomograma, obtidos a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar subtraído.

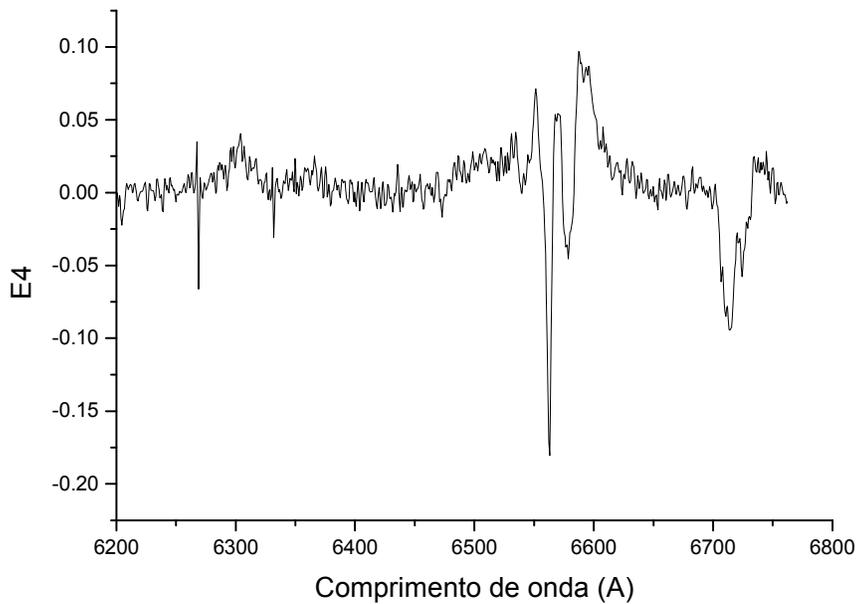


Figura 6.33: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do auto-espectro $E4$, obtido a partir da Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar subtraído.

| Autovetor | Variância explicada (%) |
|-----------|-------------------------|
| E1 | 96.5753 |
| E2 | 1.3810 |
| E3 | 0.6492 |
| E4 | 0.2700 |

Tabela 6.2: Autovalores obtidos com o Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar subtraído.

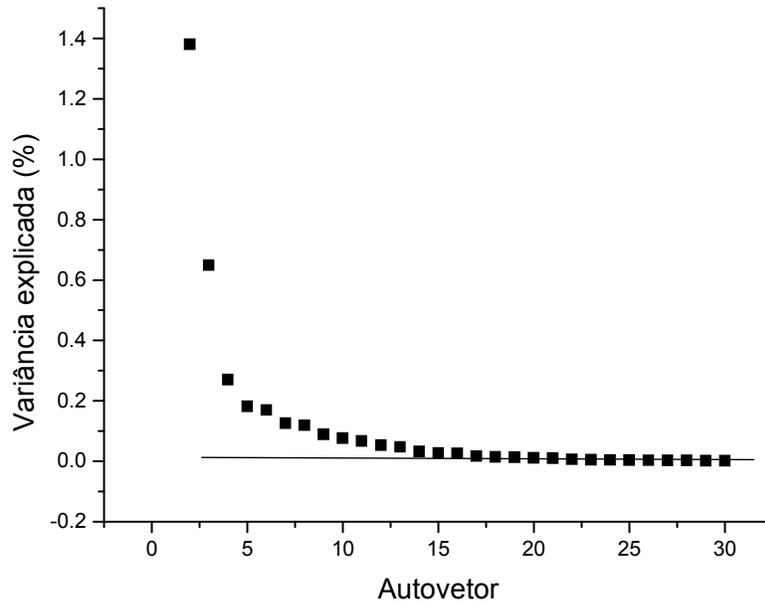


Figura 6.34: “Scree test” dos autovetores obtidos com a Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar subtraído.

Observando-se a figura 6.27, pode-se notar que o auto-espectro E1 apresenta correlações que indicam a existência de um AGN tipo 1 nessa galáxia. A localização desse AGN (região mais clara do tomograma associado) não corresponde ao centro do bojo e é compatível com a localização determinada na análise anterior com a Tomografia PCA. Conforme ocorreu no caso de NGC 404, o autovetor E1 obtido com a aplicação da Tomografia PCA no cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar subtraído explica a grande maior parte da variância (96.5753 %). Isso representa uma diferença considerável em relação aos resultados encontrados com a análise dos dados de NGC 4736, cujo autovetor E1 obtido com a segunda aplicação da Tomografia PCA (no cubo de dados com o contínuo estelar subtraído) explicou uma fração da variância muito menor do que o autovetor E1 obtido com a primeira aplicação da Tomografia PCA (no cubo de dados com o contínuo estelar). De fato, no caso de NGC 4579, a fração da variância explicada pelo autovetor E1 resultante da segunda aplicação da Tomografia PCA

(96.5753 %) não foi tão menor do que a fração explicada pelo autovetor E1 obtido com a primeira aplicação da Tomografia PCA (99.0212 %). Isso mostra que, mesmo com a subtração do espectro estelar, a variância dos dados de NGC 4579 ainda permanece distribuída de maneira bastante não uniforme, sendo que os fenômenos físicos associados aos autovetores de maior ordem (que serão discutidos a seguir) estão associados a uma fração da variância dos dados muito menor do que o AGN tipo 1 existente. Como esse AGN é consideravelmente intenso (sendo claramente visível nos espectros usuais dessa galáxia), essa distribuição bastante não uniforme da variância entre os autovetores obtidos pode ser considerada como estando dentro do esperado.

A figura 6.28, juntamente com a ampliação da figura 6.29, mostram que o auto-espectro E2 apresenta correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas vermelhas das linhas de emissão e anti-correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas azuis das linhas, o que indica que esse autovetor parece estar associado a um movimento de rotação do gás na região central de NGC 4579. Nesse caso, o tomograma associado corresponde a um mapa de rotação, sendo que as regiões mais claras da imagem possuem uma componente radial da velocidade com sentido oposto ao do observador e as regiões escuras apresentam uma componente radial da velocidade no sentido do observador. O movimento de rotação evidenciado por esse autovetor é bastante compatível com aquele mostrado pelo autovetor E4 obtido com a aplicação anterior da Tomografia PCA (figura 6.10). O autovetor E2 explica uma fração da variância (1.3810 %) bem menor do que aquela explicada por E1. A figura 6.30, juntamente com a ampliação da figura 6.31, mostram que o auto-espectro E3 apresenta correlações com os comprimentos de onda correspondentes às asas azuis e vermelhas das linhas de emissão e anti-correlações com os comprimentos de onda correspondentes às regiões centrais das mesmas, o que parece indicar a presença de um movimento expansivo do gás. O padrão desse auto-espectro, indicativo de um movimento expansivo do gás, não é tão fácil de ser identificado à primeira vista, já que não aparece de uma forma tão clara quanto aqueles (também indicativos de movimentos expansivos do gás) apresentados, por exemplo, por vários auto-espectros obtidos na análise de NGC 404. O auto-espectro E3 também apresenta uma aparente anti-correlação com a componente larga de $H\alpha$, de modo que a região correspondente à BLR do AGN existente corresponde a uma área escura (anti-correlação com o autovetor) do tomograma associado. A fração da variância explicada por E3 é de cerca de 0.6492 %. Finalmente, observando-se a figura 6.32 e a ampliação da figura 6.33, nota-se que o auto-espectro E4 também apresenta uma

correlação com a componente larga da linha $H\alpha$. Assim, pode-se dizer que a localização da BLR do AGN existente nesse objeto corresponde à área mais clara do tomograma correspondente. Esse auto-espectro também apresenta várias correlações e anti-correlações com os comprimentos de onda provavelmente associados a outras linhas de emissão, entretanto, a interpretação de tais estruturas ainda não é clara.

O “scree test” mostrado na figura 6.34 apresenta uma aparência ligeiramente diferente daqueles obtidos em todas as análises anteriores com a Tomografia PCA. Nos casos das análises anteriores, as frações da variância explicadas pelos autovetores se tornam aproximadamente constantes logo após o autovetor E5 ou E6, entretanto, na figura 6.34, pode-se notar que esses valores das frações da variância explicadas se tornam aproximadamente constantes somente após E15. Isso, em princípio, indicaria que os autovetores de ordem menor do que 15 apresentam um sinal relevante, entretanto, uma análise dos auto-espectros revelou que, após E4, o ruído se torna dominante e a interpretação fica mais difícil. Assim, pode-se dizer que, embora o “scree test” forneça, em alguns casos, uma boa indicação de quantos autovetores possuem um sinal mais relevante, ele nem sempre é totalmente confiável e a determinação do ponto em que os autovetores deixam de conter sinal significativo e passam a representar, principalmente, ruído depende, fundamentalmente, de uma análise cuidadosa dos mesmos.

Após essa segunda análise com a Tomografia PCA, utilizou-se o processo do “feature enhancement” (seção 3.5) com os resultados obtidos, da mesma forma como foi feito nas análises de NGC 4736 e NGC 404. Nesse caso, construiu-se um cubo de dados I' , através da equação (3.39), utilizando-se os autovetores desde E1 até E10. Essa escolha de autovetores foi feita de modo que a maior parte do ruído existente fosse desconsiderada, sem uma possível perda de parte do sinal. Analogamente, construiu-se, também, o cubo de dados V' através da fórmula (3.40), utilizando-se os mesmos dez primeiros autovetores encontrados. Algumas imagens e espectros extraídos a partir dos cubos I' e V' encontram-se a seguir.

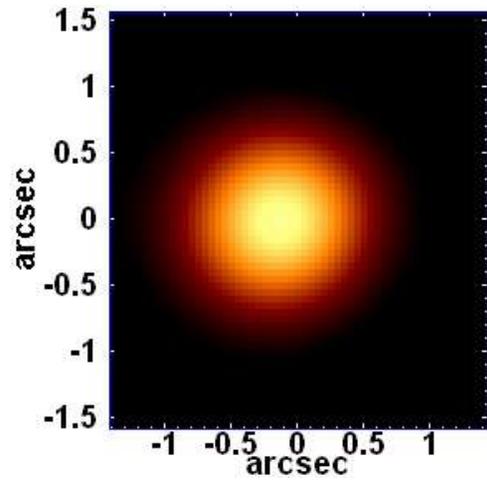


Figura 6.35: Imagem obtida com a soma das seções do cubo de dados I' correspondentes aos pixels espectrais da asa larga (na região do vermelho) da linha $H\alpha$.

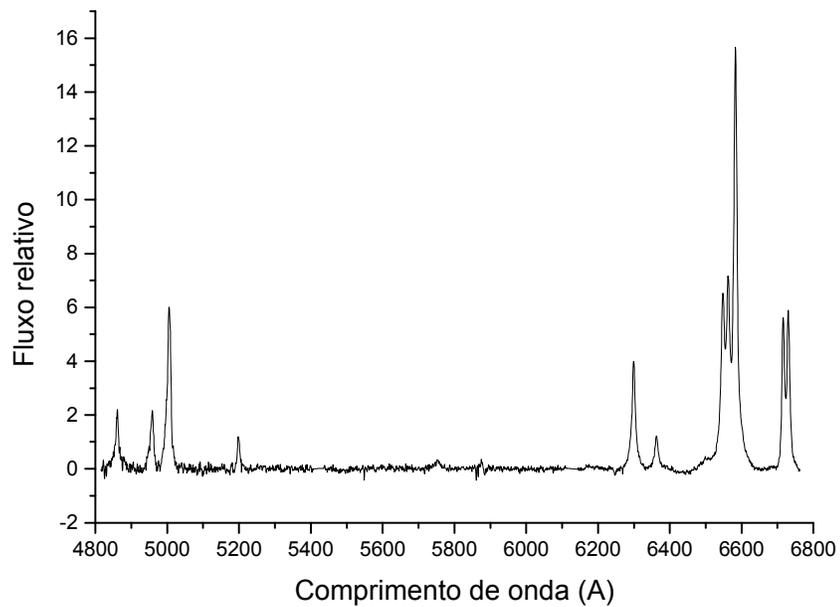


Figura 6.36: Espectro extraído de uma região circular do cubo I' centrada no AGN, com um raio igual a $0.2''$.

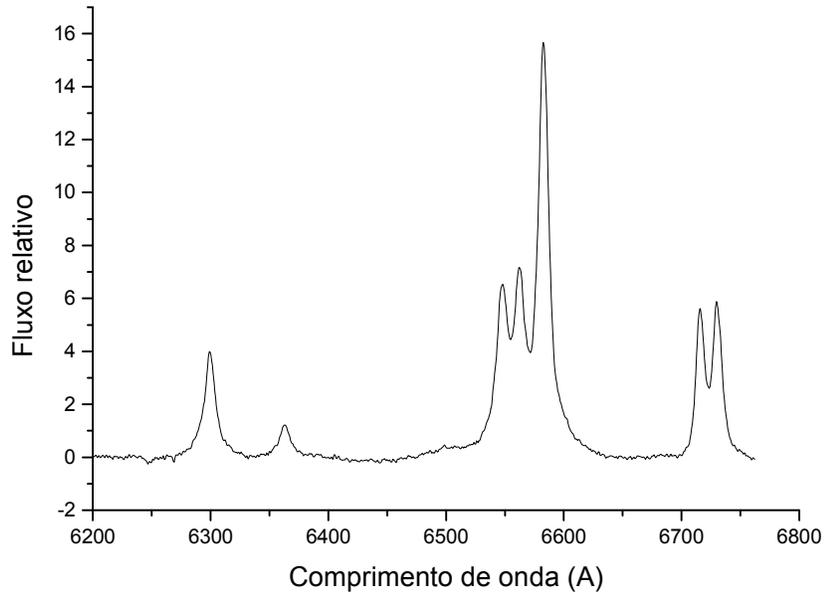


Figura 6.37: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do espectro da figura 5.36.

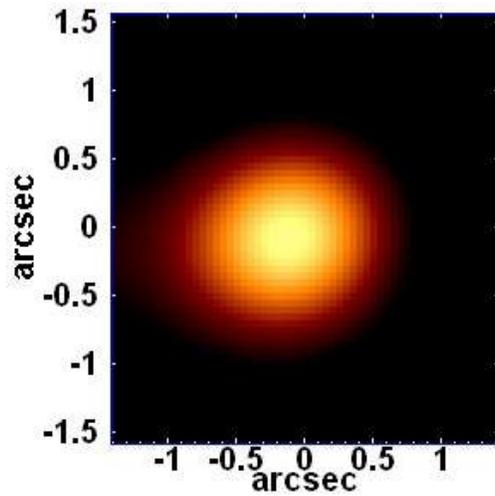


Figura 6.38: Imagem obtida com a soma das seções do cubo de dados I' correspondentes aos pixels espectrais da linha de $[N II] \lambda 6583$.

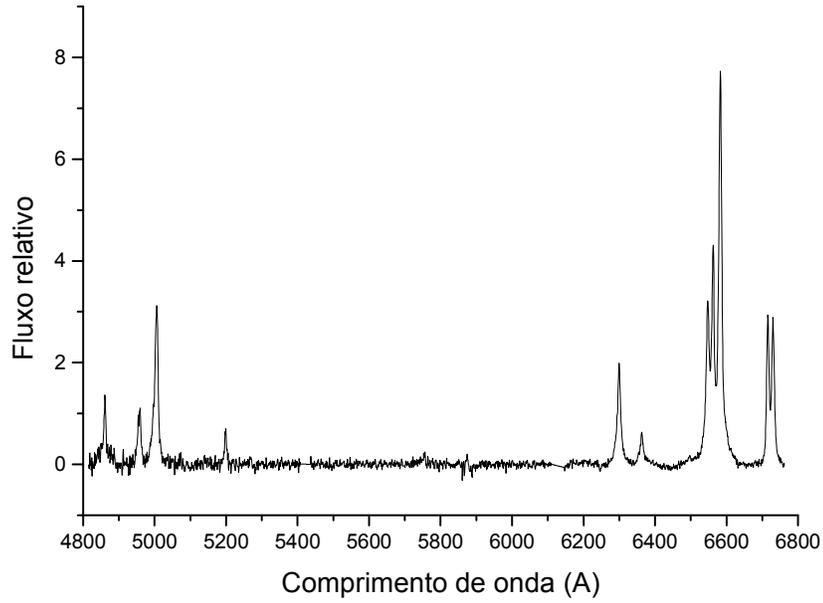


Figura 6.39: Espectro extraído de uma região circular do cubo I' mais afastada do AGN, com um raio igual a 0.2".

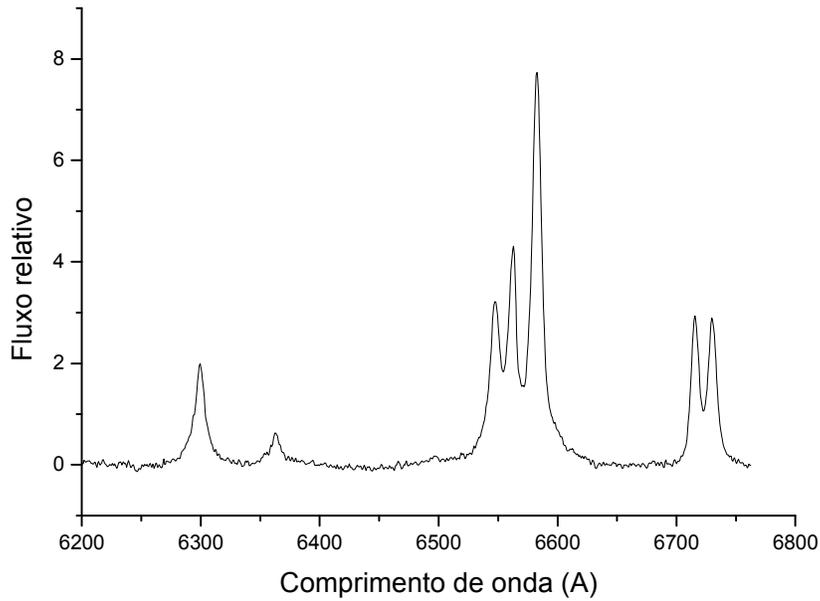


Figura 6.40: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do espectro da figura 5.39.

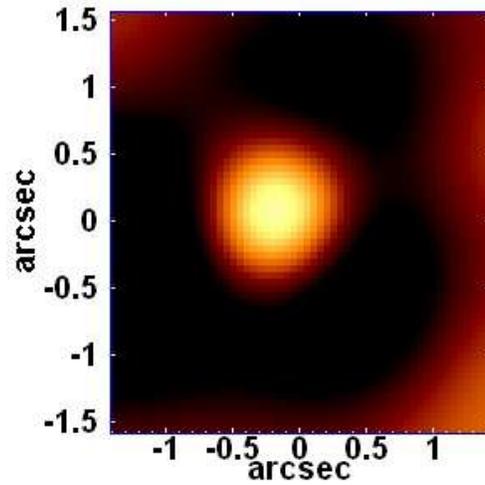


Figura 6.41: Imagem obtida com a soma das seções do cubo de dados V' correspondentes aos pixels espectrais da asa larga (na região do vermelho) da linha $H\alpha$.

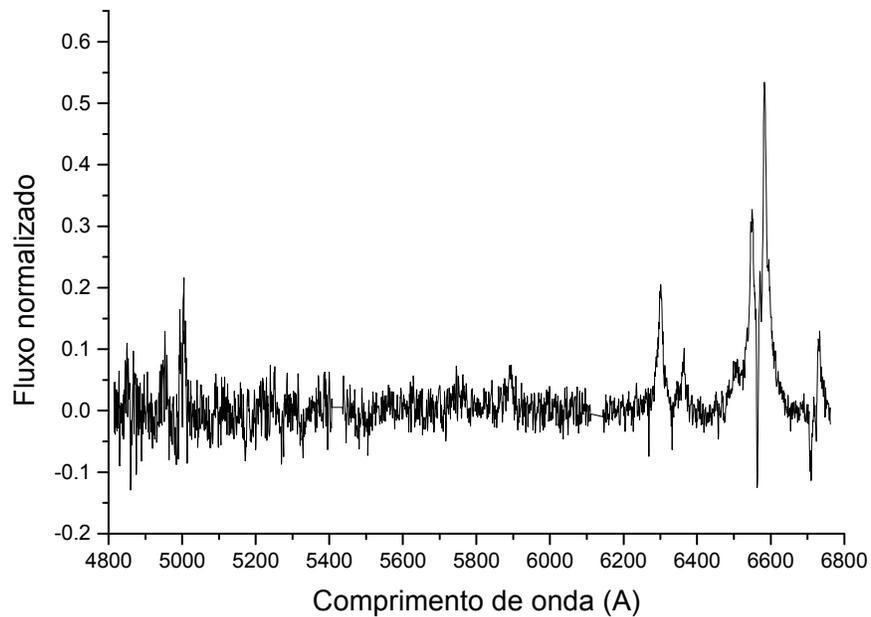


Figura 6.42: Espectro extraído de uma região circular do cubo V' centrada no AGN, com um raio igual a $0.2''$.

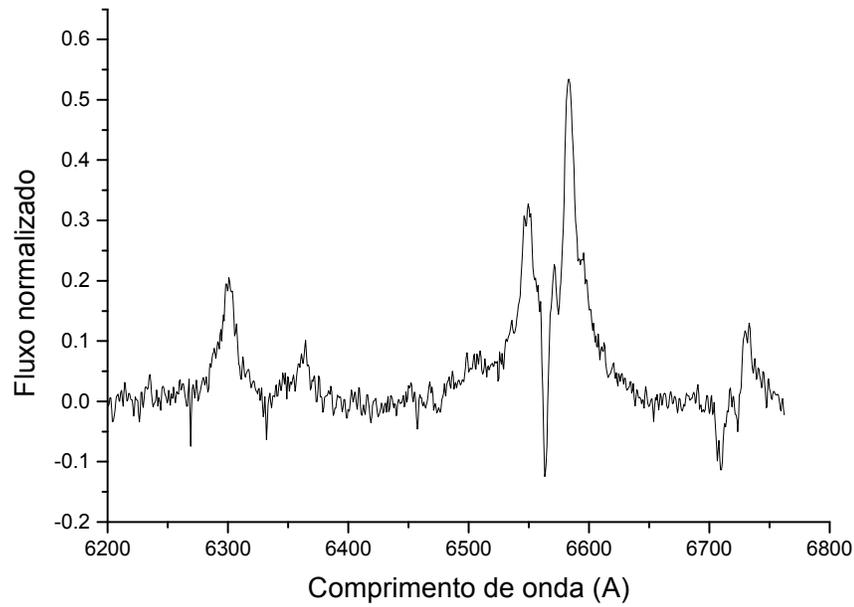


Figura 6.43: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do espectro da figura 5.42.

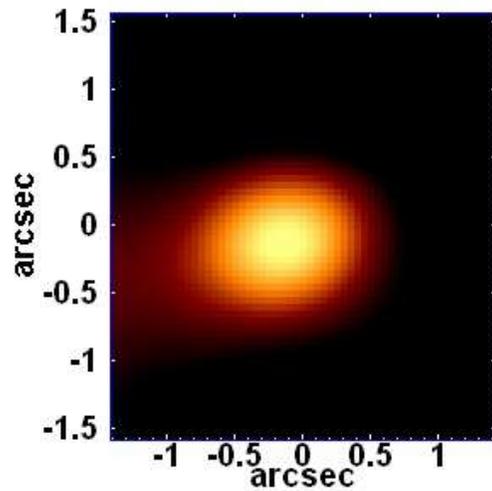


Figura 6.44: Imagem obtida com a soma das seções do cubo de dados V' correspondentes aos pixels espectrais da linha de $[N II] \lambda 6583$.

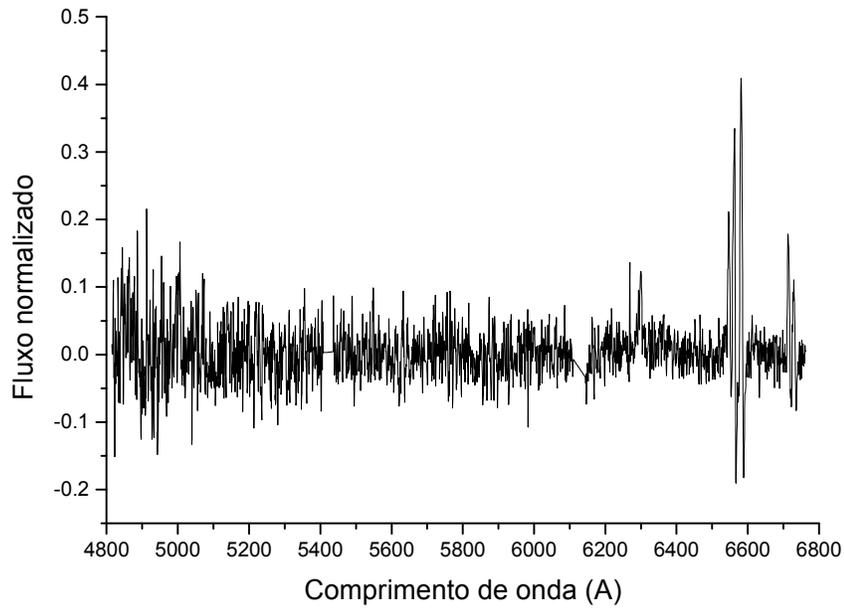


Figura 6.45: Espectro extraído de uma região circular do cubo V' mais afastada do AGN, com um raio igual a 0.2".

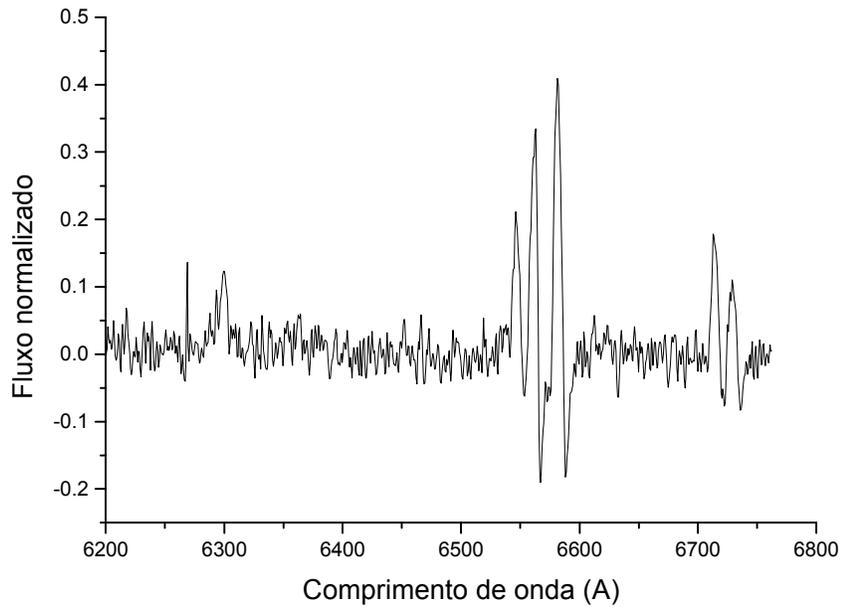


Figura 6.46: Ampliação da região espectral de maiores comprimentos de onda do espectro da figura 5.45.

Observando-se os espectros das figuras 6.36 e 6.39 e as ampliações das figuras 6.37 e 6.40, pode-se notar que o cubo de dados I' não foi capaz de separar com eficiência a emissão proveniente da BLR e da NLR do AGN existente, já que todos esses espectros apresentaram linhas de emissão tanto estreitas (como $[N II] \lambda 6548; \lambda 6583$ e $[S II] \lambda 6716; \lambda 6731$, por exemplo) quanto largas (como $H\alpha$, por exemplo). Essa ineficiência do cubo de dados I' em separar as emissões provenientes da BLR e da NLR também pode ser notada pelas figuras 6.35 e 6.38, que, embora tenham sido originadas a partir das regiões espectrais correspondentes à asa larga vermelha da linha $H\alpha$ e à linha $[N II] \lambda 6583$, respectivamente, são bastante similares e apresentam muito poucas diferenças. De qualquer modo, essas duas figuras revelam, com boa precisão, a localização do AGN, embora não sejam capazes de separar bem as regiões correspondentes à NLR e à BLR. Os espectros das figuras 6.42 e 6.45, juntamente com as ampliações das figuras 6.43 e 6.46, por outro lado, mostram que o cubo de dados V' conseguiu separar com mais eficiência as emissões provenientes da BLR e da NLR. Analisando-se com mais cuidado o espectro da figura 6.42, pode-se notar que ele evidencia a presença de uma componente larga da linha $H\alpha$ de uma maneira mais clara do que qualquer espectro extraído do cubo I' , entretanto, ele também possui outras estruturas que, aparentemente, não estão associadas à emissão proveniente da BLR, como, por exemplo, a linha estreita $H\alpha$ em absorção. O espectro da figura 6.45, por sua vez, além de apresentar linhas de emissão estreitas, sem indícios claros de qualquer componente larga, também revela a presença do que aparentam ser asas vermelhas das linhas em absorção, o que, provavelmente, está associado a algum dos efeitos cinemáticos detectados na análise com a Tomografia PCA (como rotação do gás ou ventos estelares). Assim, pode-se dizer que, embora o cubo de dados V' tenha conseguido evidenciar melhor a emissão da BLR e separá-la com eficiência daquela proveniente da NLR, ele, aparentemente, também “ressaltou” outros efeitos presentes (que aparecem na forma de asas vermelhas em absorção ou da linha $H\alpha$ em absorção, por exemplo). Esse fato pode ser compreendido facilmente, já que o cubo de dados V' foi construído atribuindo-se o mesmo peso a todos os autovetores envolvidos no processo. A figura 6.41, em princípio, seria capaz de revelar a posição da BLR do AGN, entretanto, o fato de outros efeitos (inclusive cinemáticos) terem sido “ressaltados” no cubo V' (a ponto de serem notáveis no espectro extraído de uma região centrada no AGN), faz com que essa posição não seja totalmente confiável. Uma diferença notável entre os espectros extraídos do cubo I' e do cubo V' é que os primeiros apresentaram razões sinal/ruído consideravelmente

maiores do que os segundos, o que está de acordo com o esperado devido ao fato de terem sido atribuídos pesos iguais a todos os autovetores envolvidos na construção de V' .

Em resumo, pode-se concluir que essa segunda análise com a Tomografia PCA do cubo de dados de NGC 4579 foi compatível com aquela mostrada na seção 6.3, confirmando vários dos resultados lá obtidos. Em primeiro lugar, obteve-se, com boa precisão, a localização do AGN existente (que foi compatível com aquela mostrada na análise da seção 6.3). A presença de um movimento de rotação do gás na região central de NGC 4579 também foi, mais uma vez, constatada. Foram encontrados, ainda, vários indícios da existência de movimentos expansivos (o que também havia sido notado na análise da seção 6.3), que podem estar associados, por exemplo, a ventos estelares. Com relação ao processo do “feature suppression and enhancement”, os resultados obtidos a partir do cubo I' revelaram a localização mais precisa do AGN existente. O cubo de dados V' , entretanto, não foi capaz de revelar uma localização tão precisa, já que ressaltou vários efeitos (inclusive cinemáticos) presentes.

6.6 – Análise de diagramas de diagnóstico

Assim como nos casos de NGC 4736 e NGC 404, foram feitas as medições de várias razões de linhas de emissão a partir do cubo de dados de NGC 4579 com contínuo estelar subtraído. As intensidades dessas linhas foram medidas ajustando-se curvas gaussianas às mesmas e, a partir dos resultados obtidos, construíram-se mapeamentos dos valores das razões assim como diagramas de diagnóstico. Na tentativa de se reproduzir essas razões de linhas de emissão, fizeram-se simulações com o software “Cloudy”, que envolveram um contínuo na forma de uma lei de potência com índice espectral igual a -1.7 (representando o contínuo geralmente produzido por um AGN) emitido por uma fonte ionizante sobre um ambiente com “filling factor” e densidade eletrônica iguais, respectivamente, a 0.01 e 10^2 cm^{-3} . Além disso, também foram adotados diferentes “cortes” inferiores de energia nos contínuos ionizantes (ou seja, foram tomados diferentes valores mínimos de energia emitidos pelos contínuos ionizantes). Para se obter as curvas mostradas nos diagramas a seguir, foram feitas variações do parâmetro de ionização e da metalicidade do gás existente. Os resultados obtidos encontram-se a seguir.

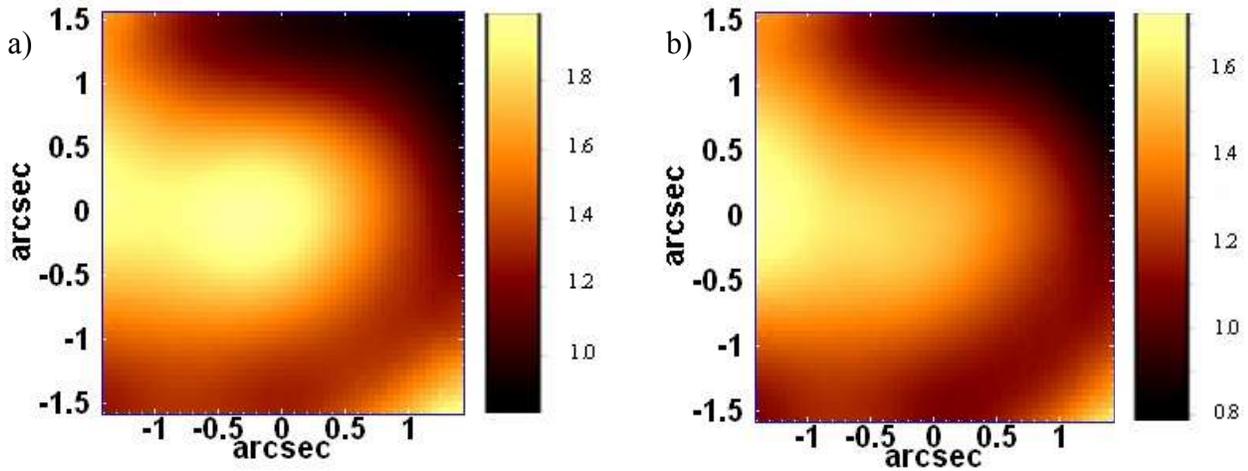


Figura 6.47: Mapeamentos dos valores de $[NII]\lambda 6583/H\alpha$ (imagem “a”) e de $[SII](\lambda 6716+\lambda 6731)/H\alpha$ (imagem “b”), obtidos a partir do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar subtraído.

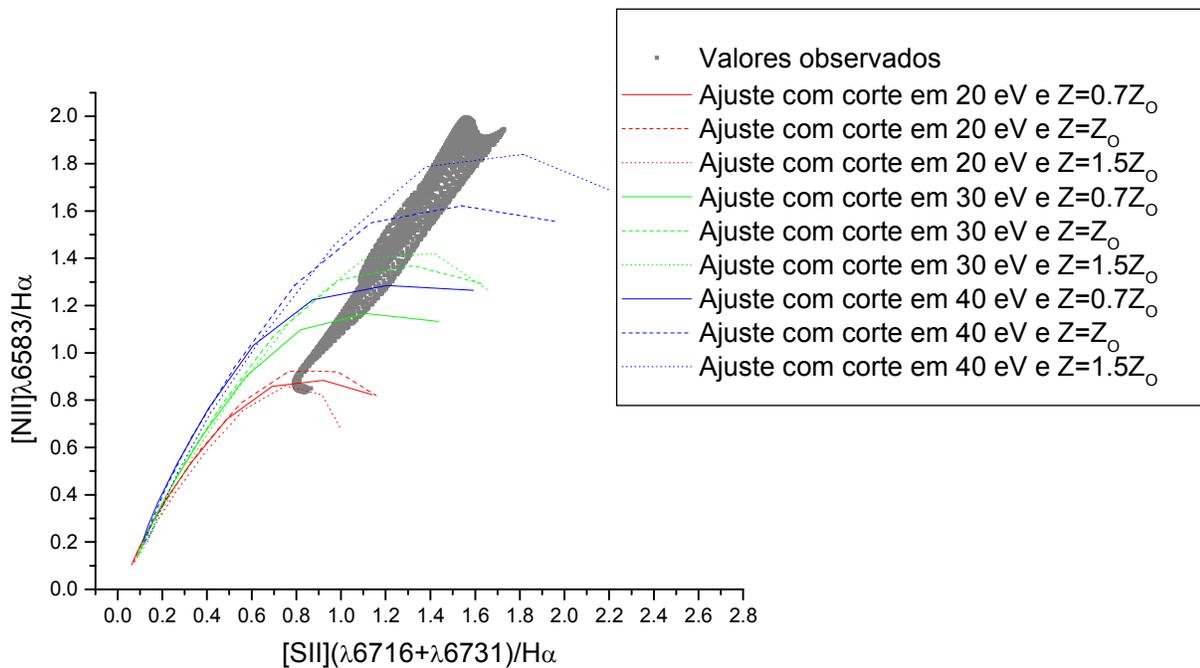


Figura 6.48: Digrama de diagnóstico de $[NII]\lambda 6583/H\alpha$ x $[SII](\lambda 6716+\lambda 6731)/H\alpha$ construído a partir do cubo de dados de NGC 4579 com contínuo estelar subtraído, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Cloudy”, envolvendo fotoionização por um AGN com parâmetros de ionização com valores entre 10^{-5} (região superior direita) e 10^{-2} (região inferior esquerda).

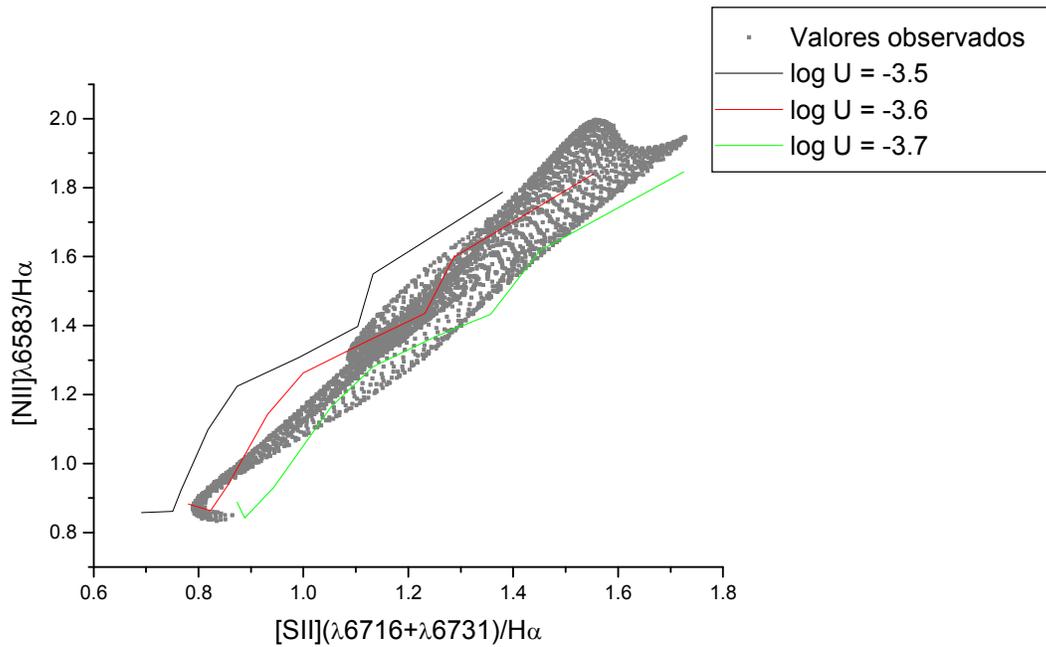


Figura 6.49: Diagrama de diagnóstico da figura 6.48, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Cloudy” em função dos diferentes parâmetros de ionização.

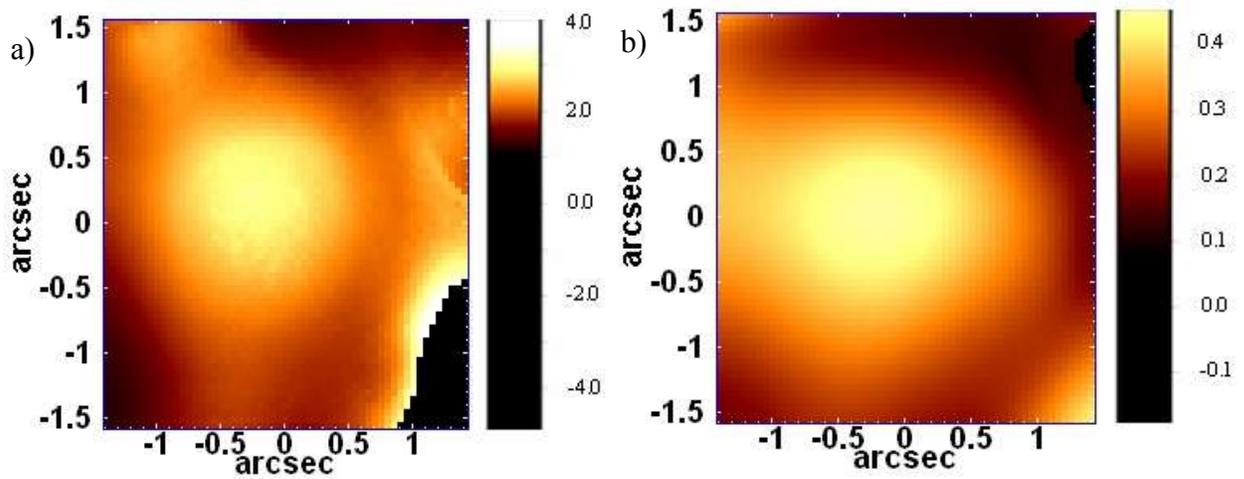


Figura 6.50: Mapeamentos dos valores de $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ (imagem “a”) e de $[\text{OI}](\lambda 6300)/\text{H}\alpha$ (imagem “b”), obtidos a partir do cubo de dados de NGC 4579 com o contínuo estelar subtraído.

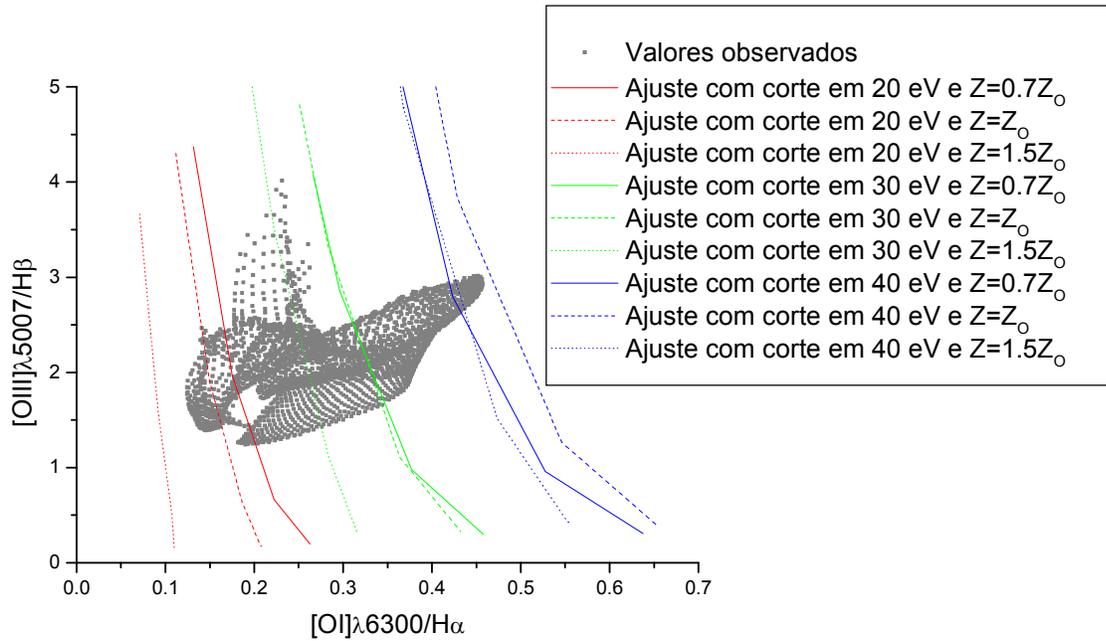


Figura 6.51: Digrama de diagnóstico de $[OIII]\lambda 5007/H\beta$ x $[OI]\lambda 6300/H\alpha$ construído a partir do cubo de dados de NGC 4579 com contínuo estelar subtraído, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Cloudy”, envolvendo fotoionização por um AGN com parâmetros de ionização com valores entre 10^{-5} (região inferior direita) e 10^{-2} (região superior esquerda).

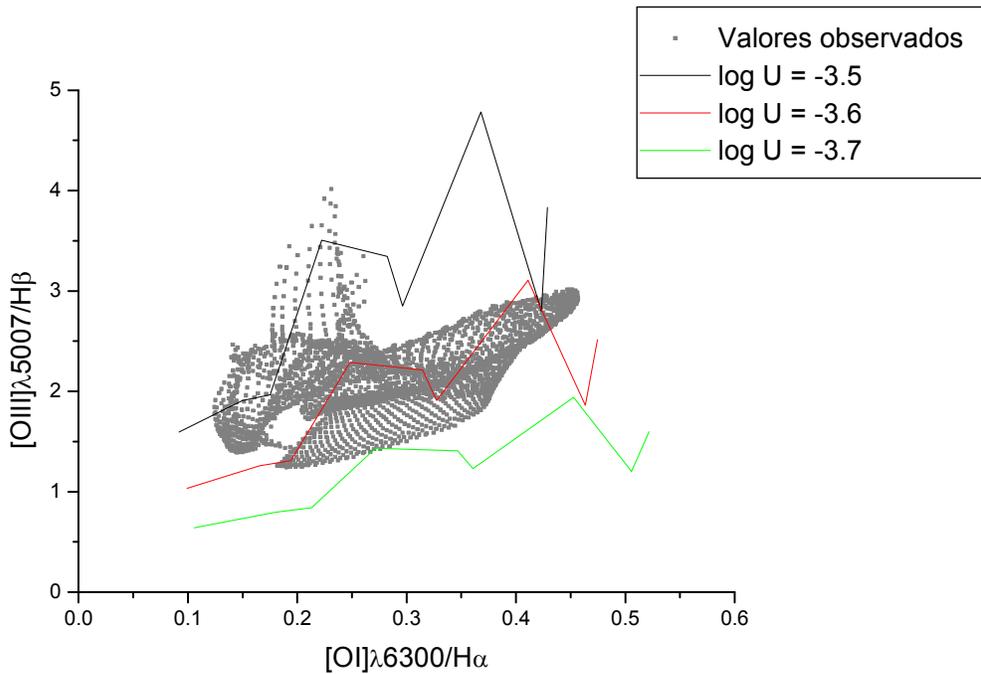


Figura 6.52: Diagrama de diagnóstico da figura 6.51, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Cloudy” em função dos diferentes parâmetros de ionização.

| Parâmetro | Valores mais adequados encontrados |
|---------------------------------------|---|
| Densidade eletrônica | 10^2 cm^{-3} |
| Parâmetro de ionização | $10^{-3.7}$ a $10^{-3.5}$ |
| Índice espectral | -1.7 |
| Metalicidade | $0.7 Z_{\odot}$, Z_{\odot} e $1.5 Z_{\odot}$ |
| Filling factor | 0.01 |
| Corte inferior de energia do contínuo | 20 eV, 30 eV e 40 eV |

Tabela 6.3: Valores mais adequados encontrados para os parâmetros utilizados nas simulações de fotoionização por um AGN central, feitas com o software “Cloudy”.

Observando-se a figura 6.47, pode-se notar que os mapeamentos de [N II] $\lambda 6583/H\alpha$ e [S II] ($\lambda 6716+\lambda 6731$)/ $H\alpha$ são razoavelmente semelhantes, embora os máximos dessas duas razões não ocorram na mesma região espacial. Com base nisso, pode-se dizer que, embora boa parte da emissão de [N II] $\lambda 6583$ e [S II] $\lambda 6716$; $\lambda 6731$ possa ser gerada nas mesmas regiões espaciais, os máximos não são.

As figuras 6.48 e 6.51 mostram que os modelos com corte inferior de energia em 20, 30 e 40 eV, juntos, são capazes de reproduzir, praticamente, a totalidade dos pontos correspondentes às razões [N II] $\lambda 6583/H\alpha$, [S II] ($\lambda 6716+\lambda 6731$)/ $H\alpha$, [O III] $\lambda 5007/H\beta$ e [O I] $\lambda 6300/H\alpha$. As figuras 6.49 e 6.52, por sua vez, revelam que os parâmetros de ionização mais apropriados para reproduzir os valores das razões de linhas são tais que $-3.7 < \log U < -3.5$.

Os mapeamentos de [O III] $\lambda 5007/H\beta$ e [O I] $\lambda 6300/H\alpha$, mostrados na figura 6.50, apresentam algumas semelhanças entre si, entretanto, assim como ocorreu no caso dos mapeamentos da figura 6.47, os máximos dessas duas razões não ocorrem nas mesmas regiões espaciais. Dessa forma, pode-se dizer que, assim como nos casos das razões [N II] $\lambda 6583/H\alpha$ e [S II] ($\lambda 6716+\lambda 6731$)/ $H\alpha$, boa parte da emissão de [O III] $\lambda 5007$ e [O I] $\lambda 6300$ pode ser gerada nas mesmas regiões espaciais, mas os máximos não são.

Nas imagens da figura 6.50 (sobretudo na imagem “a”) também se pode notar a presença de certas “falhas” (que aparecem na forma de regiões obscurecidas), que nada mais são do que regiões nas quais não foi possível determinar a intensidade de alguma das duas linhas envolvidas no cálculo da razão mapeada. Em geral, esses problemas ocorreram em espectros com baixas razões sinal/ruído, o que impedia a medição das intensidades de algumas linhas.

As simulações anteriores também foram feitas utilizando-se outros valores de densidade e metalicidade, entretanto, os resultados obtidos não foram tão satisfatórios quanto aqueles mostrados nas figuras anteriores. Analogamente ao que foi feito nos casos de NGC 4736 e

NGC 404, tentou-se também utilizar o contínuo emitido por uma estrela O como fonte ionizante, mas os resultados não foram compatíveis com os valores observados.

Finalmente, utilizaram-se os valores das razões de linhas obtidos a partir de modelos de aquecimento por ondas de choque para tentar reproduzir os pontos dos diagramas de diagnóstico anteriores. Os valores dessas razões foram obtidos a partir do site http://cdswww.u-strasbg.fr/~allen/mappings_page1.html, que contém uma biblioteca de resultados encontrados com o software “Mappings III” (Allen et al (2008)). Esses modelos envolveram ondas de choque com velocidades entre 100 e 1000 km/s e valores variados de campos magnéticos. De todos os modelos utilizados, os que apresentaram resultados mais compatíveis com os valores observados das razões de linhas de emissão foram aqueles com densidades eletrônicas iguais a 1 cm^{-3} . A sobreposição dos valores das razões de linhas observadas em NGC 4579, juntamente com os resultados desses modelos encontram-se a seguir

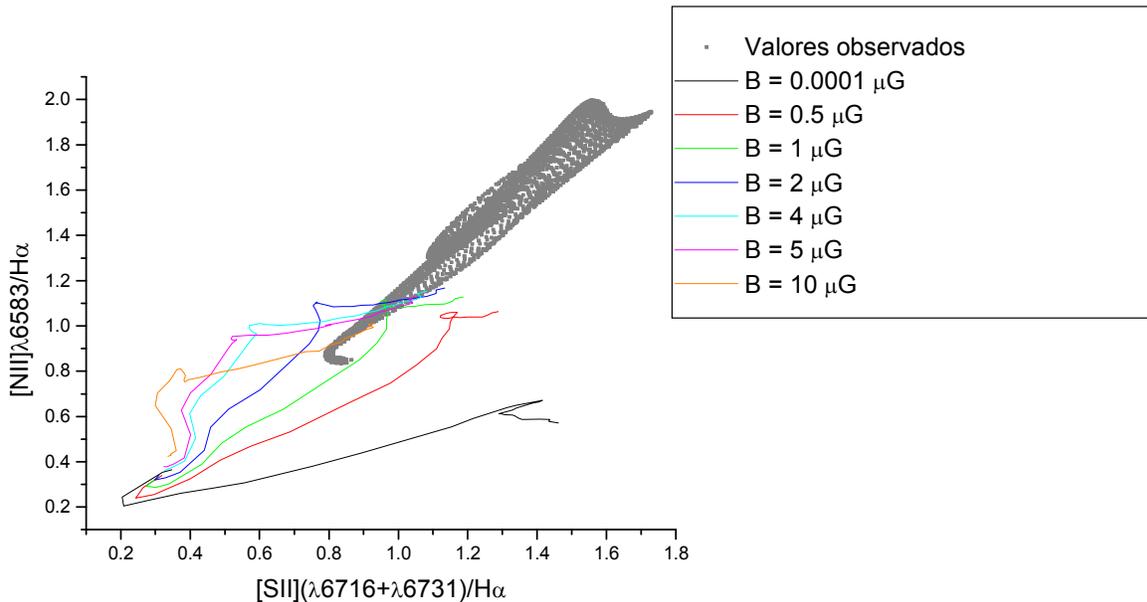


Figura 6.53: Diagrama de diagnóstico de $[N II] \lambda 6583/H\alpha$ x $[S II] (\lambda 6716 + \lambda 6731)/H\alpha$ construído a partir do cubo de dados de NGC 4579 com contínuo estelar subtraído, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Mappings III”, envolvendo aquecimento por ondas de choque com velocidades entre 100 e 1000 km/s, num ambiente com densidade eletrônica de 1 cm^{-3} e metalicidade $Z=Z_{\odot}$.

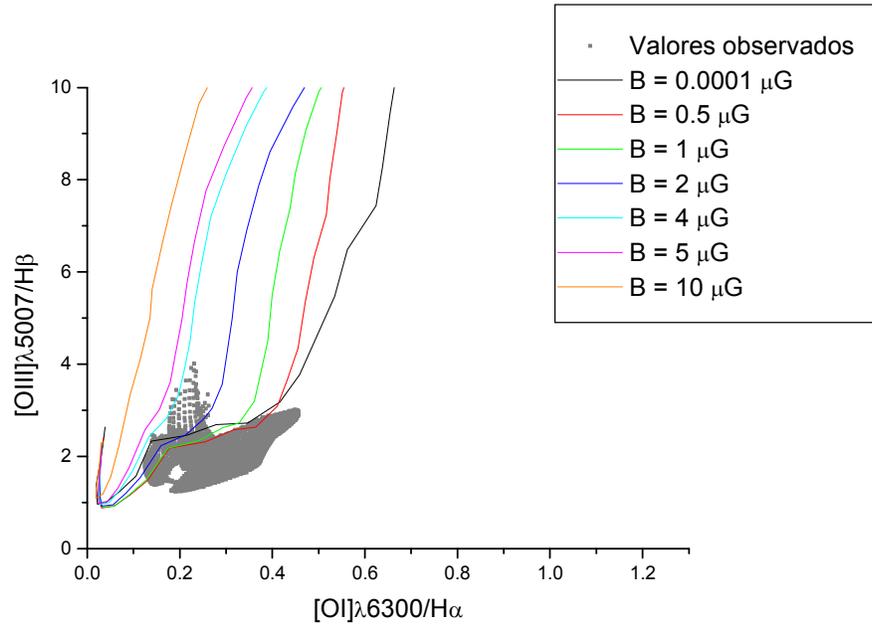


Figura 6.54: Digrama de diagnóstico de $[O III] \lambda 5007 / H\beta$ x $[O I] \lambda 6300 / H\alpha$ construído a partir do cubo de dados de NGC 4579 com contínuo estelar subtraído, juntamente com os ajustes obtidos com o software “Mappings III”, envolvendo aquecimento por ondas de choque com velocidades entre 100 e 1000 km/s, num ambiente com densidade eletrônica de 1 cm^{-3} e metalicidade $Z=Z_{\odot}$.

Uma observação preliminar das figuras anteriores parece indicar que os modelos de aquecimento por ondas de choque com densidade igual a 1 cm^{-3} , envolvendo campos magnéticos com intensidades entre 1 e $5 \mu G$, foram capazes de reproduzir uma parte dos valores observados das razões de linhas $[N II] \lambda 6583 / H\alpha$, $[S II] (\lambda 6716 + \lambda 6731) / H\alpha$, $[O III] \lambda 5007 / H\beta$ e $[O I] \lambda 6300 / H\alpha$. Entretanto, uma análise mais cuidadosa revela que o intervalo de velocidades mais apropriado para explicar as razões $[N II] \lambda 6583 / H\alpha$ e $[S II] (\lambda 6716 + \lambda 6731) / H\alpha$ (450 a 800 km/s) não foi compatível com o intervalo mais apropriado para explicar as razões $[O III] \lambda 5007 / H\beta$ e $[O I] \lambda 6300 / H\alpha$ (250 – 350 km/s). Assim, pode-se dizer que o modelo de aquecimento por ondas de choque não foi capaz de reproduzir satisfatoriamente os valores observados das razões de linhas de emissão mencionadas.

Em resumo, pode-se dizer, a partir dos resultados obtidos com o Cloudy, que a quase totalidade das razões de linhas observadas na região central de NGC 4579 podem ser explicadas pelo modelo de fotoionização a partir de um AGN (com um contínuo na forma de uma lei de

potência com índice espectral igual a -1.7), desde que sejam tomados cortes inferiores de energia do contínuo iguais a 20, 30 e 40 eV e parâmetros de ionização com valores entre $10^{-3.7}$ e $10^{-3.5}$. O fato de os pontos dos diagramas de diagnóstico serem reproduzidos por esses modelos com diferentes cortes inferiores de energia do contínuo pode ser explicado pelo seguinte cenário: a existência de uma grande quantidade de gás nas regiões próximas ao disco de acreção do AGN pode provocar uma grande absorção. Nesse caso, os fótons menos energéticos seriam os primeiros a serem absorvidos (já que a seção de choque de absorção de fótons pelos átomos e íons é inversamente proporcional à energia dos fótons incidentes) e os mais energéticos seriam os que conseguiriam chegar a maiores distâncias da região de onde foram emitidos. Assim, pode-se dizer que os modelos com corte inferior de energia do contínuo em 20 eV seriam aqueles que reproduziriam as razões de linhas nas regiões espaciais mais próximas do disco de acreção do AGN, os modelos com corte em 30 eV explicariam as razões de linhas correspondentes às regiões espaciais intermediárias e os modelos com corte em 40 eV reproduziriam as razões nas regiões espaciais mais afastadas do AGN central. Esse fenômeno foi previsto como sendo crítico para explicar os LINERs em geral por Halpern e Steiner (1983). Os modelos de fotoionização por estrelas “jovens” não são aplicáveis aqui, já que a análise com o “Starlight” revelou uma quantidade muito pequena de estrelas de baixa idade. Além disso, a simulação envolvendo fotoionização por estrelas O também não gerou resultados compatíveis com os valores observados. A fotoionização por estrelas “velhas”, entretanto, talvez possa ter um papel importante nessa galáxia. O modelo de Taniguchi et al. (2000) (seção 2.5) está relacionado à fotoionização por populações estelares com idades próximas a $(1-5) \cdot 10^8$ anos e, provavelmente, também não tem uma importância muito grande nesse objeto, já que os resultados obtidos com o “Starlight” revelam que a maior parte da população estelar existente possui idades superiores a $10^{9.5}$ anos. O modelo de Binette et al. (1994) foi elaborado para ser utilizado em galáxias elípticas, entretanto, como ele envolve a fotoionização a partir de estrelas com idades superiores a 10^9 anos, é possível que ele seja aplicável, pelo menos em parte, a essa galáxia. Finalmente, o modelo de aquecimento por ondas de choque também não é aplicável aqui, já que não foi capaz de reproduzir satisfatoriamente os valores das razões de linhas de emissão observados.

7 – Conclusões e perspectivas

Pode-se dizer que as análises dos dados de NGC 4736, NGC 404 e NGC 4579 forneceram informações bastante relevantes sobre os mecanismos físicos responsáveis pelos espectros de baixa ionização observados nesses objetos. Primeiramente, no caso de NGC 4736, pode-se dizer que as análises com a Tomografia PCA revelaram a existência de um AGN tipo 1 nessa galáxia, que não está localizado no centro do bojo, e também a presença de uma rotação do gás na região central da mesma. As análises com o software “Starlight” revelaram a presença de uma rotação das estrelas na região central desse objeto (cujo eixo não é igual ao eixo de rotação do gás) e também de um “sigma drop”. Esse último, de acordo com o modelo proposto, deve ser originado a partir do movimento do buraco negro central, que faz com que as estrelas menos massivas (e com maiores valores de dispersão de velocidades) sejam removidas da área de influência do buraco negro, restando, apenas, as estrelas mais massivas (e com menores valores de dispersão de velocidades). A síntese espectral também revelou a ocorrência de dois eventos principais de formação estelar, sendo que o mais recente deles, provavelmente, foi originado por um “merger”, que deve ter acontecido há cerca de $3.4 \cdot 10^9$ anos atrás. Constatou-se que a maior parte do fluxo da região central de NGC 4736 provém de estrelas com idades próximas a 10^9 anos com médias e, sobretudo, altas metalicidades. As simulações feitas com o software “Cloudy” mostraram que a fotoionização por um AGN é capaz de explicar uma parte dos valores das razões de linhas observadas na região central dessa galáxia, desde que seja tomado um corte inferior de energia para o contínuo em 30 eV e parâmetros de ionização com valores entre $10^{-3.8}$ e $10^{-3.3}$. Modelos envolvendo fotoionização por estrelas quentes e aquecimento por ondas de choque não foram capazes de explicar os valores das razões de linhas observadas. Boa parte do fluxo estelar emitido por essa galáxia é devido a estrelas com idades superiores a 10^9 anos, o que leva à suposição de que a fotoionização devido a estrelas “velhas” pode ter um papel relevante na origem do espectro de baixa ionização desse objeto. No entanto, a emissão da parte mais distante do AGN não reflete a estrutura de nenhuma das populações estelares descritas nesse trabalho; é possível, porém, que o gás interestelar tenha uma distribuição irregular.

Com relação a NGC 404, pode-se dizer que as análises com a Tomografia PCA revelaram que a principal região emissora de linhas não está localizada no centro do bojo dessa galáxia.

Com relação aos aspectos cinemáticos, a Tomografia PCA mostrou a presença não apenas de uma rotação do gás na região central desse objeto, mas também a existência de movimentos expansivos do gás, possivelmente associados a ventos estelares. As análises com o software “Starlight” não permitiram que fossem identificados padrões como rotação estelar ou “sigma drop”. Por outro lado, essa síntese espectral revelou a ocorrência de diversos episódios de formação estelar ao longo da evolução da galáxia. A maior parte do fluxo estelar na região central de NGC 404 provém de estrelas com idades superiores a 10^{10} anos e metalicidades médias e elevadas. As simulações feitas com o software “Cloudy” mostraram que o modelo envolvendo aquecimento por ondas de choque com velocidades entre 275 e 425 km/s, em ambientes com baixas densidades (0.1 e 1.0 cm^{-3}) e campos magnéticos pouco intensos (0.0001 a $1 \text{ } \mu\text{G}$), foi o que conseguiu explicar a maior parte dos valores das razões de linhas detectadas nesse objeto. Esse modelo, inclusive, é compatível com a presença de movimentos expansivos do gás detectada na análise com a Tomografia PCA. O modelo envolvendo fotoionização por um AGN foi capaz de explicar uma parte dos pontos, desde que fossem tomados baixos valores para o parâmetro de ionização ($10^{-4.5}$ a $10^{-3.5}$). Como nenhuma das demais análises dessa galáxia revelou nenhum indício da presença de um AGN, pode-se dizer que o modelo em questão somente poderia ser verdadeiro se fosse assumido que um AGN, de fato, tenha existido no passado, mas que ele se “apagou” (deixou de haver acreção no buraco negro central) e parte da emissão ainda está se propagando ao longo da NLR, gerando o espectro observado. Como a fração de fluxo devida a estrelas “jovens” é relativamente maior nessa galáxia do que em NGC 4736, é possível que a fotoionização por tais estrelas tenha alguma influência no espectro de baixa ionização detectado. Como a maior parte das populações estelares é constituída por estrelas “velhas”, é provável que a fotoionização por tais populações também tenha um papel relevante na origem do espectro observado. Na região mais próxima ao centro do bojo, os valores consideravelmente mais elevados da densidade eletrônica (100 a 1000 cm^{-3}) fazem com que o modelo de aquecimento por ondas de choque mencionado anteriormente não seja aplicável. Dessa forma, é provável que, nessa região mais central, outros mecanismos tenham um papel mais relevante (como, por exemplo, fotoionização por estrelas “velhas”, emissão devida a um AGN “apagado” e etc).

Finalmente, com relação a NGC 4579, pode-se dizer que as análises com a Tomografia PCA, primeiramente, revelaram a posição do AGN existente, que não corresponde ao centro do

bojo. Com relação a efeitos cinemáticos, a Tomografia PCA detectou a presença de uma rotação do gás e também de movimentos expansivos do gás (possivelmente associados a ventos estelares) na região central dessa galáxia. A síntese espectral feita com o software “Starlight” revelou a existência de uma rotação estelar (com eixo razoavelmente diferente daquele da rotação do gás) e de um “sigma drop”, sendo que a diminuição dos valores da dispersão de velocidades ocorre ao longo de uma direção, aproximadamente, perpendicular ao eixo de rotação estelar. Esse fenômeno do “sigma drop”, provavelmente, se deve à existência de um disco “frio” de estrelas (baixos valores de dispersão de velocidades quando comparados aos valores da velocidade de rotação estelar) juntamente com um bojo “quente” (elevados valores de dispersão de velocidades quando comparados aos valores da rotação estelar). A análise com o “Starlight” também permitiu identificar diversos episódios de formação estelar ao longo da evolução dessa galáxia. A maior parte do fluxo estelar na região central de NGC 4579 provém de populações estelares com idades superiores a 10^{10} e metalicidades médias e elevadas. As simulações feitas com o software “Cloudy” mostraram que a fotoionização por um AGN é capaz de explicar a grande maior parte dos valores das razões de linhas observadas na região central dessa galáxia, desde que sejam tomados cortes inferiores de energia para o contínuo em 20, 30 e 40 eV e parâmetros de ionização com valores entre $10^{-3.7}$ a $10^{-3.5}$. Modelos envolvendo fotoionização por estrelas “jovens” e aquecimento por ondas de choque também foram aplicados mas não conseguiram reproduzir satisfatoriamente os valores observados das razões de linhas de emissão. Como a maior parte das populações estelares de NGC 4579 possuem idades superiores a 10^{10} anos, é possível que a fotoionização por estrelas “velhas” tenha um papel relevante na origem do espectro de baixa ionização dessa galáxia. Pode-se concluir, assim, que o mecanismo físico mais relevante na origem das características espectrais desse objeto é a fotoionização por um AGN, o que está de acordo com o esperado, já que NGC 4579 possui um AGN que é facilmente detectado em espectros usuais.

Para o futuro, pretende-se, primeiramente, realizar algumas análises mais profundas nos dados de NGC 4736, NGC 404 e NGC 4579, como, por exemplo, a determinação das massas dos buracos negros existentes (se for o caso) e a modelagem com o software “Cloudy” envolvendo outros parâmetros possíveis. O objetivo imediato é publicar os respectivos “papers”.

Pretende-se estender essas análises para uma amostra maior de galáxias próximas como M31, M104, NGC 4593 e etc. Pretendemos observar também esses objetos com o NIFS (“Near-

Infrared Integral Field Spectrometer”) do telescópio Gemini Norte, já que a óptica adaptativa apresenta uma resolução espacial bem melhor. O intuito é determinar, para cada caso:

- as populações estelares do bojo central e suas possíveis implicações para o espectro de emissão;
- determinar a posição do buraco negro com relação ao bojo estelar e explicar possíveis deslocamentos;
- determinar a massa do buraco negro, sempre que possível, através dos discos de estrelas ou de gás.
- modelar os diagramas de diagnóstico com o objetivo de determinar os mecanismos de ionização e os parâmetros que melhor descrevem os espectros;
- determinar a frequência e natureza dos “sigmas drops”.

Referências Bibliográficas

- Allen, M.G., Groves, B.A., Dopita, M.A., Sutherland, R.S. & Kewley, L.J. 2008, ApJS, 178, 20
- Anderson, J.M. & Ulvestad, J.S. 2005, ApJ, 627, 674
- Anderson, J.M., Ulvestad, J.S. & Ho, L.C. 2004, ApJ, 603, 42
- Baldwin, J.A., Phillips, M.M. & Terlevich, R. 1981, PASP, 93, 5
- Barrel, H. 1951, Journal of the Optical Society of America (1917-1983), 41, 295
- Barth, A.J., Ho, L.C., Filippenko, A.V., Rix, H-W., & Sargent, W.L.W. 2001, ApJ, 546, 205
- Bi, H. & Boerner, G. 1994, A&A, 108, 409
- Binette, L., Magris, C.G., Stasinska, G. & Bruzual, A.G. 1994, A&A, 292, 13
- Cid Fernandes, R., Mateus, A., Sodré, L., Stasinska, G. & Gomes, J.M. 2005, MNRAS, 358, 363
- Coleman, C.D., Bozman, W.R. & Meggers, W.F. 1960, *Table of Wave numbers*, Washington, U.S. Dept. of Commerce, National Bureau of Standards
- Dopita, M.A., Koratkar, A.P., Evans, I.N., Allen, M., Bicknell, G.V., Sutherland, R.S., Hawley, J.F. & Sadler, E. 1996, ASPC, 103, 44
- Dopita, M.A. & Sutherland, R.S. 1995, ApJ, 455, 468
- Dopita, M.A. & Sutherland, R.S. 1996, ApJS, 102, 16
- Edlén, B. 1953, Journal of the Optical Society of America (1917-1983), 43, 339
- Eracleous, M., Shields, J.C., Chartas, G., & Moran, E.C. 2002, Ap J, 565, 108
- Ferland, G.J. & Netzer, H. 1983, ApJ, 264, 105
- Filippenko, A. & Sargent, W.L.W. 1985 ApJ, 410, L75
- Fukunaga K. 1990, *Statistical Pattern Recognition*, Second Edition, Academic Press Inc
- Halpern, J.P & Steiner, J.E. 1983, ApJ, Lett 269, L37
- Heckman, T.M. 1980 A&A, 87, 152
- Humason, M.L., Mayall, N.U. & Sandage, A.R. 1956, AJ, 61, 97
- Karachentsev, I.D. et al 2003 A&A, 398, 467
- Keel, W.C. 1983, ApJ, 269, 466

- Kinney, A.P., Bohlin, R.C., Calzetti, D., Panagia, N. & Wyse, R.F.G. 1993, *ApJS*, 86, 5
- Körding, E., Colbert, E. & Falcke, H. 2005, *A&A*, 436, 427
- Lucy, L. 1974 *A&A*, 289, 983
- Maoz, D., Filippenko, A., Ho, L.C., Machetto, F.D., Rix, H-W., & Schneider, D.P. 1996, *ApJS*, 107, 215
- Maoz, D., Filippenko, A., Ho, L.C., Rix, H-W, Bahcall, J.N., Schneider, D.P. & Macchetto, F.D. 1995, *ApJ*, 440, 91
- Maoz, D., Koratkar, A., Shields, L.C., Ho, L.C., Filippenko, A. & Sternberg, A. 1998, *AJ*, 116, 55
- Maoz, D., Nagar, N.M., Falcke, H. & Wilson, A.S. 2005, *ApJ*, 625, 699
- Mappings III library - http://cdswww.u-strasbg.fr/~allen/mappings_page1.html
- Möllenhoff, C., Mathias, M. & Gerhard, O.E. 1995, *A&A*, 301, 359
- Murtag, F. & Heck, A. 1987, *Multivariate Data Analysis*, Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland
- Nagar, N.M., Falcke, H. & Wilson, A.S. 2005, *A&A*, 435, 521
- Narayan, R., Yi, I. 1994, *ApJ*, 428, L13
- Osterbrock, D.E. & Ferland, G.J. 2006, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, University Science Books
- Palacios, J., Garcia-Vargas, M.L., Diaz, A., Terlevich, R., & Terlevich, E. 1997, *A&A*, 323, 749
- Peterson, B.M. 1997, *An introduction to active galactic nuclei*, Cambridge University Press
- Richardson, W. 1972, *J. Opt. Soc. Am.*, 62, 55
- del Rio, M.S., Brinks, E. & Cepa, J. 2004, *AJ*, 128, 89
- Roberts, T.P., Warwick, R.S. & Ohashi, T. 1999, *MNRAS*, 304, 52
- Sakamoto, K., Minezaki, T., Wada, K., Okamoto, S. & Kobayashi, Y. 1996, *ASPC*, 91, 247
- Sánchez-Blázquez, P., Peletier, R.F., Jiménez-Vicente, J., Cardiel, N., Cenarro, A.J., Falcón-Barroso, J., Gorgas, J., Selam, S. & Vazdekis, A. 2004, *MNRAS*, 371, 703
- Schmidt, A.A., Bica, E. & Alloin, D. 1990, *MNRAS*, 243, 620
- Shakura, N.I., Sunyaev, R.A. 1973, *A&A*, 24, 337

- Shields, J.C. 1992, ApJ, 399, L27
- Smart, W.M. 1977, *Textbook on Spherical Astronomy*, Cambridge University Press
- Smith, L.I. 2002 – <http://kybele.psych.cornell.edu/~edelman/Psych-465-Spring-2003/PCA-tutorial.pdf>
- Steiner, J.E., Menezes, R.B., Ricci, T.V. & Oliveira, A.S. 2009, MNRAS, in press
- Smith, B.J., Harvey, P.M., Colome, C., Zhang, C.Y., DiFrancesco, J. & Pogge, R.W. 1994, ApJ, 425, 91
- Stauffer, J. R. 1982, ApJ, 262, 66
- Taniguchi, Y. Shioya, Y. & Murayama, T. 2000, AJ, 120, 1265
- Terashima, Y., Kunieda, H., Misaki, K., Mushotzky, R.F., Ptak, A.F. & Reichert, G.A. 1998, ApJ, 503, 212
- Terlevich, R. & Melnick, J. 1985, MNRAS, 213, 841
- Tikhonov, N.A., Galazutdinova, O.A. & Aparicio, A. 2003, A&A, 401, 863
- Tonry, J.L., Dressler, A., Blakeslee, J.P., Ajhar, E.A., Flechter, A.B., Luppino, G.A., Metzger, M.R., & Moore, C.B. 2001, ApJ, 546, 681
- Waller, W.H., et al 2001 AJ, 121, 1395
- Wong, T. & Blitz, L 2000, ApJ, 540, 771

Apêndice A

Demonstração da expressão correspondente à taxa de acreção de Eddington

Tomando-se um AGN emitindo uma luminosidade L , sabe-se que para que o sistema seja estável, é preciso que a força exercida pela pressão da radiação emitida seja contrabalaneada pela força gravitacional. O fluxo a uma distância r da fonte central pode ser dado por

$$F = \frac{L}{4\pi r^2} . \quad (\text{A.1})$$

Sabendo-se que o momento associado a um fóton com energia $E=h\nu$ pode ser dado por $p=E/c$, tem-se que o fluxo de momento, ou pressão de radiação, fica dado por

$$P_{rad} = \frac{F}{c} = \frac{L}{4\pi r^2 c} . \quad (\text{A.2})$$

Considerando-se que o ambiente contenha apenas hidrogênio totalmente ionizado, tem-se que a força de radiação sobre cada elétron presente pode ser obtida multiplicando-se a pressão de radiação pela seção de choque correspondente à interação de um fóton com um elétron (seção de choque de Thomson):

$$F_{rad} = \frac{L}{4\pi r^2 c} \sigma_e \quad (\text{A.3})$$

Para que o sistema permaneça estável, é preciso que a força gravitacional seja maior ou igual do que a força de radiação. Assim, tem-se que

$$\begin{aligned} F_{rad} &\leq F_{grav} \\ \frac{L\sigma_e}{4\pi r^2 c} &\leq \frac{GM(m_p + m_e)}{r^2} . \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

onde m_p = massa do próton
 m_e = massa do elétron
 M = massa do buraco negro central

$$\sigma_e = \text{seção de choque de Thomson} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$$

Assumindo-se que $m_p \gg m_e$, obtém-se que

$$\begin{aligned} \frac{L\sigma_e}{4\pi r^2 c} &\leq \frac{GMm_p}{r^2} \\ L &\leq \frac{4\pi Gcm_p}{\sigma_e} M . \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

A partir da equação acima, pode-se dizer que, para uma dada luminosidade L , há uma massa mínima, M_E (massa de Eddington), para que o sistema permaneça estável. Olhando de outro modo, para uma dada massa M , há um valor máximo para a luminosidade emitida. Esse valor é chamado de luminosidade de Eddington e, pela equação anterior, pode ser dado por

$$L_E = \frac{4\pi Gcm_p}{\sigma_e} M . \quad (\text{A.6})$$

Com base no que foi dito até aqui, pode-se calcular a taxa de acreção de Eddington, que corresponde a taxa de acreção necessária para manter o AGN emitindo com uma luminosidade igual à de Eddington (em outras palavras, pode-se dizer que a taxa de acreção de Eddington corresponde ao maior valor possível da taxa de acreção para o sistema permaneça estável). Com base na equação (2.2), tem-se que a taxa de acreção de Eddington pode ser dada por

$$\begin{aligned} \dot{M}_E &= \frac{L_E}{\eta c^2} \\ \dot{M}_E &= \frac{4\pi Gcm_p M}{\sigma_e \eta c^2} . \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Colocando-se a expressão acima em unidades apropriadas e tomando-se $\eta=0.1$ (conforme foi demonstrado na seção 2.2), obtém-se

$$\dot{M}_E = 2.2 M_8 M_O / \text{ano} . \quad (\text{A.8})$$

Apêndice B

Demonstração das condições de Rankine-Hugoniot

A hidrodinâmica lida com mudanças sofridas por um fluido conforme forças atuam sobre ele, assim como também trata do movimento de fluidos em resposta a essas forças. Algumas vezes, é preferível analisar o fluido em um sistema de referência Lagrangiano (que se move junto com o fluido), enquanto, outras vezes, é melhor fazer essa análise em um referencial Euleriano (que é estacionário). A derivada de uma função f (dependente da posição e do tempo) em um sistema de referência Lagrangiano está relacionada com $\frac{\partial f}{\partial t}$ e ∇f da seguinte maneira:

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla f \quad (\text{B.1})$$

onde \vec{u} = velocidade do fluido

Em sua forma unidimensional, a equação acima fica

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} . \quad (\text{B.2})$$

Na equação anterior, o primeiro termo do lado direito, obviamente, representa as mudanças em f com o tempo, ao passo que o segundo termo corresponde à advecção de material.

Na hidrodinâmica existem três equações básicas, que são necessárias para a análise de fluidos sob a ação de diferentes forças. A primeira delas representa a conservação do momento e pode ser dada por

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla P - \rho \nabla \phi . \quad (\text{B.3})$$

onde P = pressão

ϕ = potencial gravitacional

ρ = densidade

Basicamente, a equação (B.3) expressa a variação do momento do fluido por unidade de volume conforme forças atuam sobre ele. Essas forças estão expressas no lado direito da equação. Outras forças como atrito viscoso e forças eletromagnéticas também poderiam estar presentes, entretanto, esses casos mais complexos não serão tratados aqui. No caso de um fluxo unidimensional, a equação (B.3) pode ser escrita como

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} - \rho \frac{\partial \phi}{\partial x} . \quad (\text{B.4})$$

A segunda equação da hidrodinâmica que deve ser mencionada é a equação da continuidade, que pode ser dada por

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \vec{u} . \quad (\text{B.5})$$

A equação (B.5) representa a conservação de massa e, em sua forma unidimensional, ela pode ser escrita como

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial u \rho}{\partial x} = 0 . \quad (\text{B.6})$$

Finalmente, a terceira equação da hidrodinâmica que será tratada aqui é a seguinte:

$$\frac{DU}{Dt} = (G - L) + \frac{P}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} - U \nabla \cdot \vec{u} \quad (\text{B.7})$$

onde U = energia cinética interna por unidade de volume
 G = taxa de ganho de energia por unidade de volume
 L = taxa de perda de energia por unidade de volume

Na equação anterior, o segundo termo do lado direito da equação representa a taxa de aquecimento devido à compressão e o último termo do lado direito corresponde ao efeito da dilatação. Na sua forma unidimensional, a fórmula (B.7) fica

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial u U}{\partial x} = (G - L) + \frac{P}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) . \quad (\text{B.8})$$

Nos casos em que o sistema analisado não realiza trocas de energia com o ambiente à sua volta (casos adiabáticos), sabe-se que a pressão está relacionada com a densidade da seguinte maneira:

$$P = K\rho^\gamma \quad (\text{B.9})$$

O coeficiente γ da equação (B.9) vale 5/3 no caso de um gás monoatômico e 7/5 no caso de um gás diatômico.

Considerando-se o limite estacionário $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ (que é conveniente para um grande número de situações astrofísicas), as equações (B.5) e (B.6) podem ser escritas em termos de um fluxo de massa Φ :

$$\Phi = \rho u \quad (\text{B.10})$$

Desprezando-se os efeitos do potencial gravitacional e considerando-se, novamente, o limite estacionário, as equações (B.3) e (B.4) podem ser escritas em termos de um fluxo de momento Π , dado por

$$\Pi = P + \rho u^2 \quad (\text{B.11})$$

Aplicando-se as equações (B.10) e (B.11) nas regiões logo à frente e logo atrás de uma frente de choque, obtêm-se as relações

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1 \quad (\text{B.12})$$

$$P_0 + \rho_0 u_0^2 = P_1 + \rho_1 u_1^2, \quad (\text{B.13})$$

lembrando que os índices 0 e 1 representam parâmetros à frente e atrás da frente de choque, respectivamente.

As equações (B.12) e (B.13) correspondem às duas primeiras condições de Rankine-Hugoniot mostradas na seção 2.3. Para se obter a expressão correspondente à última dessas condições, aplica-se o seguinte procedimento: primeiramente, substitui-se a equação (B.9) na expressão (B.3). Em seguida, considerando-se o limite estacionário e desprezando-se o potencial

gravitacional, faz-se o produto escalar da expressão resultante por \vec{u} . Integrando-se, então, a expressão obtida ao longo da frente de choque, chega-se a

$$\frac{u_0^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_0}{\rho_0} = \frac{u_1^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_1}{\rho_1}, \quad (\text{B.14})$$

que corresponde à terceira e última condição de Rankine-Hugoniot.

Apêndice C

Algoritmo para correção de refração atmosférica para o GMOS

J.E. Steiner

O centroide do perfil de uma estrela (ou núcleo de galáxia) guia pode ser descrita por duas equações de segundo grau

$$x = a1 + b1 \cdot \lambda + c1 \cdot \lambda^2$$

$$y = a2 + b2 \cdot \lambda + c2 \cdot \lambda^2$$

onde x, y são números reais (parte inteira mais fracionária), em pixels. Definimos estas grandezas em parte inteira, (i,j) e em parte fracionaria (Fi, Fj) de forma que

$$\text{delta } x = i + F_i$$

$$\text{delta } y = j + F_j$$

Portanto (i,j) são números inteiros de pixels e (Fi,Fj) são números fracionários de pixels. Os valores (i,j) são definidos como zero (0,0) para o extremo do espectro. Queremos calcular a intensidade corrigida no pixel (m,n) – $I_c(m,n)$ – que pode ser expressa como

$$I_c(m,n) = I(m+i+F_i; n+j+F_j)$$

Para calcular esse valor precisamos achar em que quadrante de (Fi,Fj) nos encontramos, para esse pixel espectral.

Se $F_i > 0.5$ e $F_j > 0.5$, temos que

$$I_c(m,n) = I(m+i+F_i; n+j+F_j) = I(m+i; n+j)(1.5-F_i)(1.5-F_j) + I(m+i+1; n+j)(F_i-0.5)(1.5-F_j) + I(m+i; n+j+1)(F_j-0.5)(1.5-F_i) + I(m+i+1; n+j+1)(F_i-0.5)(F_j-0.5)$$

Se $F_i > 0.5$ e $F_j < 0.5$

$$I_c(m,n) = I(m+i+F_i; n+j+F_j) = I(m+i; n+j)(1.5-F_i)(F_j+0.5) + I(m+i; n+j-1)(0.5-F_j)(1.5-F_i) + I(m+i+1; n+j)(F_i-0.5)(0.5+F_j) + I(m+i+1; n+j-1)(0.5-F_j)(F_i-0.5)$$

Se $F_i < 0.5$ e $F_j > 0.5$

$$I_c(m,n) = I(m+i+F_i; n+j+F_j) = I(m+i; n+j)(F_i+0.5)(1.5-F_j) + I(m+i-1; n+j)(0.5-F_i)(1.5-F_j) + I(m+i; n+j+1)(F_j-0.5)(0.5+F_i) + I(m+i-1; n+j+1)(F_j-0.5)(0.5-F_i)$$

Se $F_i < 0.5$ e $F_j < 0.5$

$$I_c(m,n) = I(m+i+F_i; n+j+F_j) = I(m+i; n+j)(F_i+0.5)(F_j+0.5) + I(m+i-1; n+j)(0.5-F_i)(0.5+F_j) + I(m+i; n+j-1)(0.5-F_j)(0.5+F_i) + I(m+i-1; n+j-1)(0.5-F_i)(0.5-F_j)$$

Apêndice D

Definições de variância e covariância

Tomando-se um conjunto de n observáveis, tem-se que a sua variância referente a uma coordenada X pode ser dada por

$$\text{var}(X) = \frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2}{n-1} . \quad (\text{D.1})$$

onde \bar{X} = valor médio da variável X

Por outro lado, a covariância entre as coordenadas X e Y desse mesmo conjunto de observáveis pode ser dada por

$$\text{cov}(X, Y) = \frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X}) \cdot (Y_i - \bar{Y})}{n-1} . \quad (\text{D.2})$$

onde \bar{Y} = valor médio da variável Y

Teoremas de Álgebra Linear relevantes na análise com o “Principal Component Analysis” – PCA

1 – A inversa de uma matriz ortogonal é igual à sua transposta

2 – Uma matriz A é simétrica se e somente se ela for ortogonalmente diagonalizável, ou seja, se e somente se existir uma matriz E ortogonal tal que

$$A = EDE^T \quad (\text{D.3})$$

onde D = matriz ortogonal

3 – Uma matriz simétrica pode ser diagonalizada por uma matriz formada por seus autovetores ortonormais.

Apêndice E

Artigos de minha co-autoria

Mapping low and high density clouds in astrophysical nebulae by imaging forbidden line emission^{*}

J. E. Steiner¹†, R. B. Menezes¹, T.V. Ricci¹ and A. S. Oliveira²

¹*Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, 05508-900, São Paulo, SP, Brasil*

²*IP&D, Universidade do Vale do Paraíba, Av. Shishima Hifumi, 2911, CEP 12244-000, São José dos Campos, SP, Brasil*

Accepted . Received

ABSTRACT

Emission line ratios have been essential for determining physical parameters such as gas temperature and density in astrophysical gaseous nebulae. With the advent of panoramic spectroscopic devices, images of regions with emission lines related to these physical parameters can, in principle, also be produced. We show that, with observations from modern instruments, it is possible to transform images taken from density sensitive forbidden lines into images of emission from high and low-density clouds by applying a transformation matrix. In order to achieve this, images of the pairs of density sensitive lines as well as the adjacent continuum have to be observed and combined.

We have computed the critical densities for a series of pairs of lines in the infrared, optical, ultraviolet and X-rays bands, and calculated the pair line intensity ratios in the high and low-density limit using a 4 and 5 level atom approximation. In order to illustrate the method we applied it to GMOS-IFU data of two galactic nuclei. We conclude that this method provides new information of astrophysical interest, especially for mapping low and high-density clouds; for this reason we call it “the ld/hd imaging method”.

Key words: Atomic processes – techniques: image processing – techniques: spectroscopic – ISM: clouds.

1 INTRODUCTION

Forbidden line intensity ratios from given species (O^+ , O^{++} , N^+ , S^+) have been widely used in the literature to derive average electron temperatures and densities in astrophysical nebulae. The method for measuring the electron temperature was suggested by Menzel, Aller & Hebb (1941) while the idea of using the [O II] line intensity ratios to measure electron densities was suggested by Aller, Ufford & van Vleck (1949) and worked out quantitatively by Seaton (1954) for both [O II] and [S II] lines. An early review of these methods is given by Seaton (1960). Since then, intensity ratios for lines from many other species have been proposed and used.

Electron temperatures are sensitive to the intensity ratio of the auroral to the nebular components, for example, for the Carbon-like $2p^2$ and the Silicon-like $3p^2$ ions. A classical intensity ratio is that of [O III] $I\lambda 4363/I\lambda 5007$. Average electron densities are obtained, for example, from the Nitrogen-like $2p^3$ and Phosphorus-like $3p^3$ ions. Intensity ratios, used very often, are those of [O II] $I\lambda 3726/I\lambda 3729$ and [S II] $I\lambda 6716/I\lambda 6731$ lines. With the development of infrared, ultraviolet and X-ray detectors, other pairs of lines have also been used. A comprehensive review on the subject is given in Osterbrock & Ferland (2006).

In the traditional single aperture spectroscopic approach, one obtains a single spectrum of a given object and only one intensity ratio is measured. This has the obvious disadvantage of providing a single average property (temperature and/or density) for the object along the slit. With the development of two-dimensional spectroscopic devices such as the Integral Field Units (IFU) and Fabry-Perot instruments, a new approach is possible as one can obtain simultaneously the average property along the line of sight for each point of the object on the sky, if the object is spatially resolved.

In this paper we present a method of transforming two

^{*} Based on observations obtained at the Gemini Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the NSF on behalf of the Gemini partnership: the National Science Foundation (United States), the Science and Technology Facilities Council (United Kingdom), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), the Australian Research Council (Australia), Ministério da Ciência e Tecnologia (Brazil) and SECYT (Argentina).

† E-mail: steiner@astro.iag.usp.br (JES)

images of density-sensitive emission lines into two other images, of high and low-density cloud emission. We demonstrate the method by applying it to two objects with extended nebular emission. We will not discuss the observations in great detail nor the physics of each object. The reader is referred to the papers in which the objects are discussed, for specific information. The focus of this paper is to present the method and show some results, for illustration only.

2 EMISSION FROM LOW AND HIGH-DENSITY CLOUDS

The pair of [S II] $\lambda\lambda 6716/6731$ lines is, perhaps, the most used density-sensitive pair of lines. As all forbidden lines, these are also sensitive to the gas density. Their ratio is density-sensitive because they come from distinct upper levels. As a consequence, the critical density for de-excitation of the $\lambda_{ld}(6716 \text{ \AA})$ line is $N_c = 1,400 \text{ cm}^{-3}$, while for the $\lambda_{hd}(6731 \text{ \AA})$, is $N_c = 3,600 \text{ cm}^{-3}$. The ratio $R(\lambda_{ld}6716/\lambda_{hd}6731)$ has a limit of $R_{ld} = 1.44$ for low-density clouds ($N_e \sim 10 \text{ cm}^{-3}$) and a limit of $R_{hd} = 0.44$ for high-density clouds ($N_e \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$). In Table 1 we present a list of lines that belong to density-sensitive configurations with respective critical densities and limit line ratios.

The two emission images of the lines, λ_{ld} , of low critical density and λ_{hd} , of high critical density, have intensities $I_{ij}(\lambda_{ld})$ and $I_{ij}(\lambda_{hd})$. These two images can be transformed in two new images $I_{ij}(ld)$ and $I_{ij}(hd)$ of low and high-density cloud emission by the transformation

$$\begin{bmatrix} I_{ij}(ld) \\ I_{ij}(hd) \end{bmatrix} = \frac{1}{R_{ld} - R_{hd}} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -R_{hd} \\ -1 & R_{ld} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_{ij}(\lambda_{ld}) \\ I_{ij}(\lambda_{hd}) \end{bmatrix} \quad (1)$$

Simple algebra shows that this holds by calculating the emission properties, using the R_{ld} and R_{hd} from Table 1. It is also simple to show that the two transformed images have the property that

$$I_{ij}(\lambda_{hd}) = I_{ij}(ld) + I_{ij}(hd) \quad (2)$$

Therefore this transformation can be considered a decomposition of the image $I_{ij}(\lambda_{hd})$ into the high and low-density cloud emission images $I_{ij}(ld)$ and $I_{ij}(hd)$.

If the observed emission from a given object comes from low-density clouds only, then all the emission will be in $I_{ij}(ld)$. If we have high-density clouds only, all the emission will be in image $I_{ij}(hd)$. However, in practice, we may also have clouds with intermediate densities. For these clouds part of their emission will be computed in one image and part in the other; the proportion will depend on how far the actual ratio (and density) is from the two extremes.

The question that arises here is how to define the ‘‘intermediate densities’’, as this range of densities varies from species to species (see Fig. 1). We will define a ‘‘low electron reference density’’, $N_r(ld)$, as the density for which the line intensity ratio decreases the low-density ratio limit by 0.1:

$$R(I(\lambda_{ld})/I(\lambda_{hd})) = R_{ld} - 0.1 \quad (3)$$

In the same way a ‘‘high electron reference density’’, $N_r(hd)$, is defined as the density for which the line intensity ratio increases the high-density ratio by 0.1:

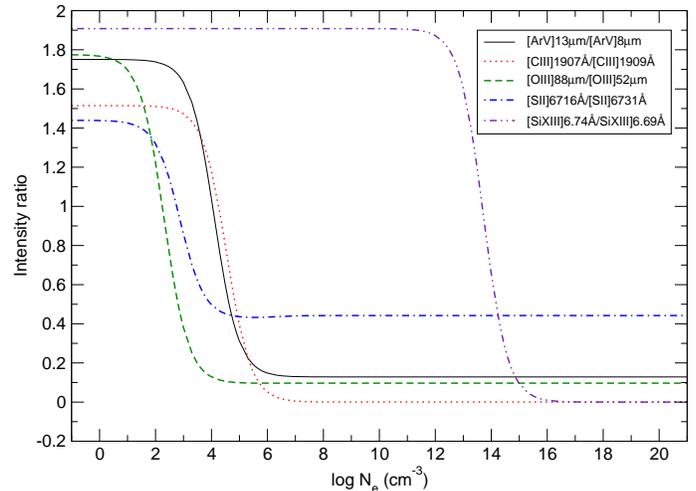


Figure 1. Calculated line ratios as functions of N_e for a sample of ions. For optical and ultraviolet wavelengths, an electron temperature of $T_e = 10000 \text{ K}$ was assumed, while for X-ray wavelength, $T_e = 10^6 \text{ K}$. We have only plotted a few ions, for illustration. For practical reasons, ions with ratios larger than 2 were excluded.

$$R(I(\lambda_{ld})/I(\lambda_{hd})) = R_{hd} + 0.1 \quad (4)$$

We have chosen 0.1 as the tolerance for the line ratios somewhat arbitrarily. We could have chosen, for example, 0.05. The choice has to do with observational uncertainties, not with theoretical reasons. Examining Fig. 1, we see that these two choices would not produce significant differences in the reference densities. Given the typical observational errors in lines that could be frequently weak, we believe that 0.1 is a more reliable quantity than 0.05, for example.

These reference densities were also computed and are listed in Table 1. We will call the low-density regime when $N_e < N_r(ld)$, the intermediate-density regime when $N_r(ld) < N_e < N_r(hd)$ and the high-density regime when $N_e > N_r(hd)$.

From the data in Table 1 one can see that the low reference density is distinct from the low critical density. The ratio $N_r(ld)/N_c(ld) \sim 15 - 61$ for the infrared, optical and ultraviolet lines, but presents a higher range of $39 - 380$ for the X-ray emitting lines. The high reference density is similar (within a factor 2) to the high critical density except for the Be-like and He-like ions. For these ions the ratio $N_c(hd)/N_r(hd) \sim 10^4 - 10^5$ and $\sim 4 \times 10^4$ respectively. These large numbers are related to the fact that the high density lines in these species are intercombination lines that have typically much higher critical density when compared to the corresponding forbidden line. The high reference density is, surprisingly, closely related to the low critical density for all infrared, optical and ultraviolet lines, as $N_r(hd)/N_c(ld) \sim 5.1 - 7.3$. For the X-ray lines this ratio varies from 8.4 to 43.

3 CALCULATIONS OF LINE INTENSITY RATIOS, CRITICAL AND REFERENCE DENSITIES

Pairs of lines other than [S II], but from ions with the same kind of configuration, include [P I], [Cl III], [Ar IV] and [K V],

Table 1. Critical and reference densities for selected lines in the infrared, optical, ultraviolet and X-rays, as well as their limit line intensity ratios.

| Infrared lines: | | | | | | | | | |
|---------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|----------|----------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|--------------------|
| Species | λ_{ld} (μm) | λ_{hd} (μm) | $N_c(ld)$ (cm^{-3}) | $N_c(hd)$ (cm^{-3}) | R_{ld} | R_{hd} | $N_r(ld)$ (cm^{-3}) | $N_r(hd)$ (cm^{-3}) | Refs. ^a |
| C-like $2p^2$ ions | | | | | | | | | |
| N II | 205 | 122 | 4.4×10 | 2.8×10^2 | 1.44 | 0.10 | 1.8 | 2.7×10^2 | 1,2 |
| O III | 88 | 52 | 4.9×10^2 | 3.5×10^3 | 1.78 | 0.10 | 1.2×10 | 3.1×10^3 | 1,2 |
| Ne V | 24 | 14 | 6.7×10^3 | 3.5×10^4 | 1.10 | 0.11 | 4.3×10^2 | 3.5×10^4 | 1,2 |
| Si-like $3p^2$ ions | | | | | | | | | |
| S III | 33 | 19 | 1.4×10^3 | 1.2×10^4 | 2.25 | 0.08 | 2.3×10 | 9.8×10^3 | 1,2 |
| Ar V | 13 | 8 | 2.9×10^4 | 1.6×10^5 | 1.75 | 0.13 | 8.3×10^2 | 1.9×10^5 | 1,2 |
| Optical and ultraviolet lines: | | | | | | | | | |
| Species | λ_{ld} (\AA) | λ_{hd} (\AA) | $N_c(ld)$ (cm^{-3}) | $N_c(hd)$ (cm^{-3}) | R_{ld} | R_{hd} | $N_r(ld)$ (cm^{-3}) | $N_r(hd)$ (cm^{-3}) | Refs. ^a |
| N-like $2p^3$ ions | | | | | | | | | |
| N I | 5200 | 5198 | 6.1×10^2 | 2.0×10^3 | 1.49 | 0.38 | 3.6×10 | 3.8×10^3 | 1,2,3 |
| O II | 3729 | 3726 | 9.4×10^2 | 4.4×10^3 | 1.49 | 0.26 | 4.5×10 | 5.5×10^3 | 1,2 |
| Ne IV | 2424 | 2422 | 1.8×10^4 | 1.3×10^5 | 1.50 | 0.16 | 7.6×10^2 | 1.2×10^5 | 1,2 |
| Na V | 2068 | 2067 | 9.5×10^4 | 1.1×10^6 | 1.50 | 0.10 | 3.8×10^3 | 6.9×10^5 | 1,3 |
| P-like $3p^3$ ions | | | | | | | | | |
| S II | 6716 | 6731 | 1.4×10^3 | 3.6×10^3 | 1.44 | 0.44 | 8.1×10 | 5.9×10^3 | 1,2 |
| Cl III | 5517 | 5537 | 1.2×10^4 | 6.7×10^4 | 1.41 | 0.21 | 6.0×10^2 | 6.6×10^4 | 1,3 |
| Ar IV | 4711 | 4740 | 7.1×10^4 | 4.5×10^5 | 1.42 | 0.18 | 2.9×10^3 | 3.6×10^5 | 1,2 |
| K V | 4123 | 4163 | 2.9×10^5 | 3.8×10^6 | 1.37 | 0.09 | 1.3×10^4 | 1.8×10^6 | 1,3 |
| Be-like $2s^2$ ions | | | | | | | | | |
| C III | 1907 | 1909 | 7.4×10^4 | 9.7×10^8 | 1.51 | 7.5×10^{-5} | 2.6×10^3 | 4.9×10^5 | 1,2,3 |
| N IV | 1483 | 1487 | 1.4×10^5 | 4.4×10^9 | 1.48 | 3.2×10^{-5} | 4.8×10^3 | 9.3×10^5 | 1,2,3 |
| O V | 1214 | 1218 | 3.7×10^5 | 2.6×10^{10} | 1.44 | 1.5×10^{-5} | 1.3×10^4 | 2.5×10^6 | 1,2,3 |
| Mg-like $3s^2$ ions | | | | | | | | | |
| Si III | 1883 | 1892 | 4.2×10^4 | 3.2×10^{10} | 1.49 | 1.5×10^{-6} | 1.5×10^3 | 3.1×10^5 | 1,2,3 |
| X-ray lines: | | | | | | | | | |
| Species | λ_{ld} (\AA) | λ_{hd} (\AA) | $N_c(ld)$ (cm^{-3}) | $N_c(hd)$ (cm^{-3}) | R_{ld} | R_{hd} | $N_r(ld)$ (cm^{-3}) | $N_r(hd)$ (cm^{-3}) | Refs. ^a |
| He-like $1s^2$ ions | | | | | | | | | |
| C V | 41,46 | 40,71 | 2.2×10^9 | 4.4×10^{15} | 12.65 | 2.4×10^{-6} | 5.8×10^6 | 9.5×10^{10} | 1,4,5 |
| N VI | 29,53 | 29,08 | 1.9×10^{10} | 1.6×10^{16} | 5.20 | 2.4×10^{-6} | 1.2×10^8 | 3.3×10^{11} | 1,4,5 |
| O VII | 22,10 | 21,80 | 9.0×10^{10} | 4.6×10^{16} | 3.28 | 2.6×10^{-6} | 1.0×10^9 | 1.0×10^{12} | 1,4,5,6 |
| Si XIII | 6,739 | 6,686 | 1.1×10^{14} | 4.0×10^{19} | 1.91 | 3.1×10^{-6} | 2.8×10^{12} | 9.3×10^{14} | 1,4,5,6 |

^a References: 1- Ralchenko et al. (2008); 2- Osterbrock & Ferland (2006); 3- Aller & Czyzak (1979); 4- Porquet & Dubau (2000); 5- Pradhan, Norcross & Hummer (1981); 6- Zhang & Sampson (1987).

all in the optical region of the spectrum. These are the Phosphorus-like $2p^3$ ions. The Nitrogen-like $2p^3$ ions include [N I] and [O II] in the optical and [F III], [Ne IV] and [Na V] in the ultraviolet (Table 1).

In the infrared, pairs of lines of the Carbon-like $2p^2$ and the Silicon-like $3p^2$ are also useful density-sensitive lines. With the advancement of ultraviolet and X-ray astronomy, other types of species have been used, namely, the intensity ratio of the forbidden line to the inter-combination lines of species such as the Beryllium-like $2s^2$ and the Helium-like $1s^2$ ions. Typical examples are those of the intensity of [C III]

$I(\lambda 1907 \text{ \AA})$ to that of C III] $I(\lambda 1909 \text{ \AA})$ and [O VII] $I(\lambda 22.10 \text{ \AA})$ to that of O VII] $I(\lambda 21.80 \text{ \AA})$, (see Table 1).

In order to obtain the line ratios and critical densities of the ions, we obtained the populations relative to the upper energy levels involved in the transition. For this we calculated the equilibrium taking into account the collisional excitation, de-excitation and radiative decay; no recombination was considered. For the C-like, Si-like, N-like and P-like ions, we used a five level approximation. For the Be-like and Mg-like ions a four level approximation was used. For the X-ray He-like ions we used a five level approximation but without taking into account the radiative transitions within

the sub-levels of the triplet. For the C v and N vi ions we also did not consider the collisional transitions between these sub-levels, as these constants were not to be found in the literature. References for the atomic parameters for each ion are given in Table 1. We only show ions for which we were able to find all atomic parameters necessary to perform all the calculations.

For the infrared, optical and ultraviolet lines we have assumed a nebular electronic temperature of $T^* = 10^4$ K while for the X-ray lines we adopted $T_X = 10^6$ K. In real situations the temperature may be somewhat different; in such cases, for the infrared, optical and ultraviolet lines the following equations may be applied

$$N_r(T_e) = N_r(T^*)(T_e/T^*)^\alpha \quad (5)$$

$$N_c(T_e) = N_c(T^*)(T_e/T^*)^\beta \quad (6)$$

and

$$R_{ld}(T_e) = R_{ld}(T^*)(T_e/T^*)^\gamma \quad (7)$$

Values for these indices are listed in Table 2 for all ions for which we found all relevant atomic parameters for at least two temperatures. As can be seen in Table 2, the line ratios $R_{hd}(T_e)$ is temperature independent while $R_{ld}(T_e)$ also is nearly temperature independent, except for the infrared lines. Notice that for the X-ray emitting line ratios R_{ld} and R_{hd} , we tabulated the ratios according to the definition of Porquet & Dubau (2000).

For the X-ray lines, however, the above equations are not a good approximation. A better description is given by

$$\log R_{ld}(T_e) = \log R_{ld}(T_X) + A[(T_X/T_e)^\delta - 1] \quad (8)$$

and

$$\log N(T_e) = \log[N(T_X)] + B \log T_X/T_e + C(\log T_X/T_e)^2 \quad (9)$$

Constants for equations 8 and 9 are given in Table 3. For the calculations of the constants in this table, we have not taken into account the radiative and collisional transitions between the triplet sublevels.

Where possible, all ratios obtained were double checked using the CLOUDY program. One should note that, in our calculations, some line ratios are slightly different from those provided by the Cloudy models. Examples are the high-density limit of the [O II] line ratio and the low-density limit of [S III] and [Ne v] infrared line ratios. For these ratios, Cloudy provides a difference of +0.10, +0.25 and +0.15, respectively. Our understanding is that these few and small differences arise because of recombination contribution to these lines and, perhaps, due to different electron temperatures (see Table 2).

4 APPLICATION: THE NUCLEI OF THE LINER GALAXY NGC 4736 AND OF THE STARBURST/AGN GALAXY NGC 7582

We have taken two examples of observations from the Gemini data bank to illustrate the present work. The objects analysed here are two galactic nuclei suspected for having nuclear activity. NGC 4736 is a nearby LINER galaxy while NGC 7582 is a starburst galaxy with evidence of being an AGN (Active Galactic Nucleus) from its hard X-ray emission. They were observed with the purpose of clarifying their

Table 2. The α , β and γ indices for the ions for which data are available in the literature.

| Ion | $\alpha(ld/hd)$ | $\beta(ld/hd)$ | $\gamma(ld/hd)$ |
|-------|-----------------|----------------|-----------------|
| O III | 0.52/0.27 | 0.34/0.30 | -0.24/-0.03 |
| S III | 0.82/0.32 | 0.40/0.36 | -0.24/-0.08 |
| N I | -0.50/-0.55 | -0.55/-0.52 | -0.01/0.00 |
| O II | 0.42/0.28 | 0.35/0.44 | -0.01/0.00 |
| Ne IV | 0.44/0.42 | 0.43/0.45 | -0.03/-0.01 |
| S II | 0.54/0.29 | 0.44/0.50 | -0.03/0.00 |
| C III | 0.27/0.30 | 0.31/0.32 | 0.02/0.00 |

Table 3. The constants for the X-ray line property variations with temperature.

| Constant | $N_c(ld/hd)$ | $N_r(ld/hd)$ |
|-------------------|-----------------|---------------|
| $B(C v)$ | -0.198/-0.322 | -0.386/-0.202 |
| $C(C v)$ | 0.098/-0.020 | -0.126/0.102 |
| $B(N vi)$ | -0.208/-0.357 | -0.435/-0.185 |
| $C(N vi)$ | 0.102/-0.038 | -0.114/0.117 |
| $B(O vii)$ | -0.186/-0.359 | -0.378/-0.164 |
| $C(O vii)$ | 0.134/-0.030 | -0.079/0.164 |
| $B(Si xiii)$ | -0.147/-0.333 | -0.738/-0.053 |
| $C(Si xiii)$ | 0.107/-0.012 | -0.223/0.136 |
| Constant | R_{ld}/R_{hd} | |
| $A(C v)$ | 0.014/0.027 | |
| $\delta(C v)$ | 1.21/1.00 | |
| $A(N vi)$ | 0.024/0.033 | |
| $\delta(N vi)$ | 1.05/1.00 | |
| $A(O vii)$ | 0.017/0.038 | |
| $\delta(O vii)$ | 1.15/1.00 | |
| $A(Si xiii)$ | 0.147/0.072 | |
| $\delta(Si xiii)$ | 0.889/1.00 | |

nature, that is, to detect and characterize a hypothetical AGN. In Fig. 2 we display HST images of the regions of interest for both galaxies.

The data were taken with the IFU-GMOS on the Gemini telescopes. This instrument has 750 fibers in the single slit mode (500 fibers on the object and 250 on the sky) and operates in the 4000 to 11000 Å spectral region. Standard procedures for the datacube reduction were used. Before applying the transformation matrix (equation 1), we have de-convolved the datacube in the spatial dimension with a Richardson-Lucy algorithm, using a gaussian PSF with FWHM equal to the observed seeing and performing 6 iterations. The goal of this paper is to show that the proposed transformation of images is a useful tool for astrophysical research; we do not intend to discuss the details of the objects themselves.

In NGC 4736, the extracted images of [S II] emission were achieved with an artificial filter matching the individual line width. An adjacent stellar continuum was subtracted. No velocity information was attempted, as the emission is weak.

The images show condensations of low (Fig. 3c) and high (Fig. 3d) density gas emission. These two maps form the NLR (Narrow Line Region) of the AGN. In this case, the location of the BLR (Broad Line Region) is known to be at $x = +0.2$ and $y = +0.2$ (Steiner et al. in press). Two blobs

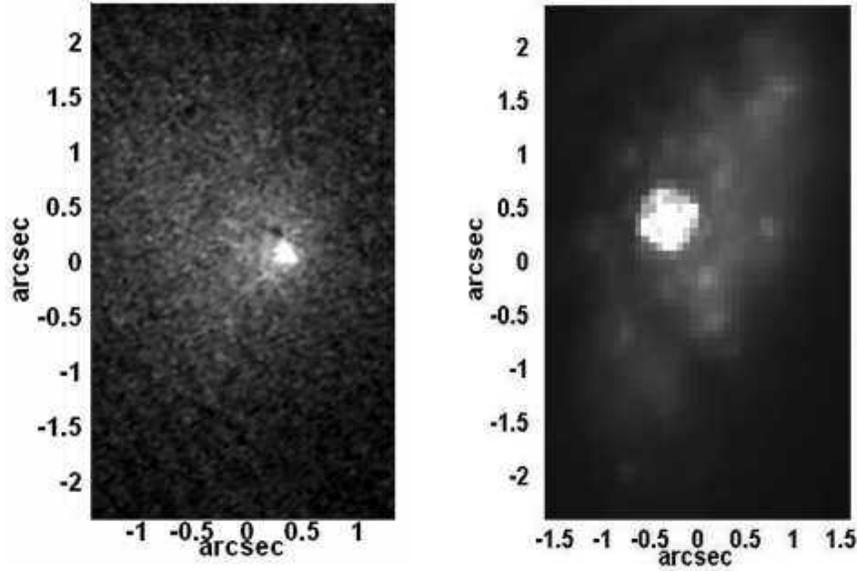


Figure 2. HST observations of the nuclear region of NGC 4736 (*left*, in a UV band, F220W, centred at 2300 Å) and NGC 7582 (*right*, in a NIR band, F160W, centred at 16,060 Å). The scale and orientation of the fields are the same as observed with the Gemini Telescope (Figs. 3 and 4).

of high-density clouds, separated by 0.6 arcsec are seen near the BLR, while only one is seen in the low-density cloud map. A second, but much weaker blob is seen 2.4 arcsec to the South.

Interestingly, the double structure that seems to emerge in the *hd* image resembles the double radio source observed by Körding, Colbert & Falcke (2005). The radio sources are separated by about 0.9 arcsec and have an alignment with a position angle of about -43° . This can not be associated to the two blobs in *hd* image as they present a position angle of $PA = -10^\circ$.

In the datacube from the nucleus of NGC 7582 (Fig. 4), the [S II] line emission is significantly stronger. Therefore we extracted the images with a similar procedure as above, but with narrower filters (co-adding images of contiguous wavelength pixels), so that velocity information is also registered. Three velocity bands were defined. Red is associated with a filter from 0 to $+80 \text{ km s}^{-1}$; green is a filter from 0 to -80 km s^{-1} and blue is from -80 to -243 km s^{-1} . The blueshifted band is necessary because of the blue wing seen in most of the forbidden lines.

The images display, first of all, a clear (known) galactic rotation map (Morris et al. 1985). In addition, in the high-density image (Fig. 4d) the bulk of emission comes from two H II regions. These two H II regions are associated to the starburst character of this galaxy and their emission lines overshadow that of the AGN.

The low-density emission image has a complex and spatially extended structure. This complexity is due to knots that correspond to the AGN and supernova remnants; in addition, a diffuse bluish emission that comes from a wind, presumably photoionized by the AGN but not as much obscured, delineating the ionization cone (Morris et al. 1985; Storchi-Bergmann & Bonatto 1991). The AGN corresponds to the emission seen at $(-0.1; 0.4)$ and corresponds to that of the bright spot in Fig. 3b. SNRs are also observed,

two of them being quite conspicuous, at $(0.8; 0.8)$ and at $(0.0; -2.1)$. The first of the two probably corresponds to the supernova observed by Aretxaga et al. (1999). This object appears to show somewhat blueshifted emission lines when compared to its environment. This could be due to the SNR natural blueshift (see Grönigsson et al. (2008) for observations of SN1987A, in which similar blueshifts are observed) or, else, it might be associated to a blueshifted nuclear bar, seen at the same position angle ($PA = -70^\circ$) with respect to the nucleus (Riffel et al. 2008). A paper with a full discussion of the datacube of this object is in preparation.

5 CONCLUSIONS

The density sensitive emission maps should not be confused with maps of line ratios $I(\lambda 6716/\lambda 6731)$, which are also used in the literature. Such an image does not indicate the intensity and is frequently very noisy when the denominator becomes small or even zero.

The reader should be cautioned to the fact that if a given spatial pixel coincides with a low-density cloud and a high-density cloud, projected along the same line of sight, one may be confused as this could be interpreted as emission coming from an intermediate-density cloud. If velocity separation is possible, as we show in the example above, then the chance for the two clouds to coincide in spatial projection and simultaneously in velocity, diminishes.

Although the sum of the images of high-density and low-density is mathematically equal to the image of the line of highest critical density (see equation 2), this is not always obvious in the displayed images because of distinct LUT (look-up table) dynamical ranges and choices.

For the present methodology to be applicable, the cloud velocity distribution must be smaller than half the separation of the two lines, otherwise there will be superposition

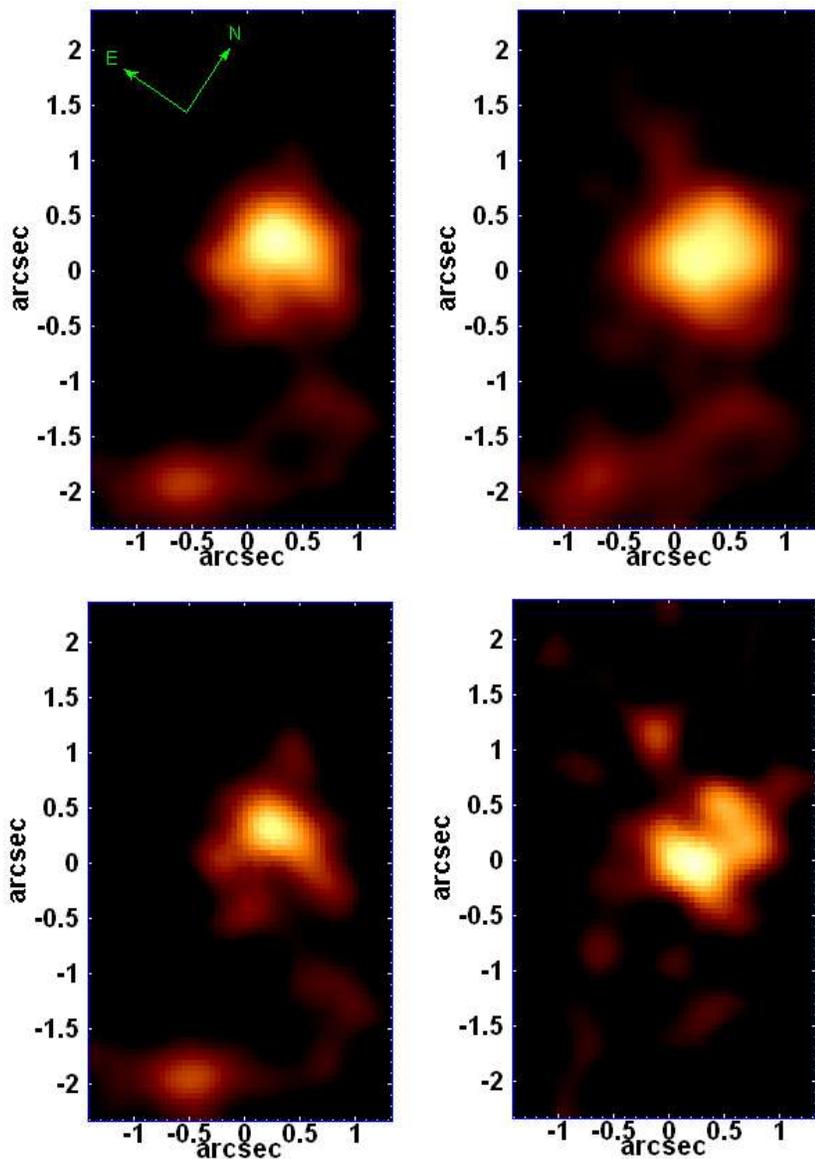


Figure 3. The nuclear region of the LINER galaxy NGC 4736: (a) *Top left:* observed image of the [S II] emission $I_{ij}(\lambda_{ld} 6716 \text{ \AA})$; (b) *Top right:* observed image of the [S II] emission $I_{ij}(\lambda_{hd} 6731 \text{ \AA})$; (c) *Bottom left:* transformed image of low-density cloud emission; (d) *Bottom right:* transformed image of high-density cloud emission.

of emission on the same spectral pixel. This is usually the case for planetary nebular, H II regions, symbiotic stars etc., but may not be the case for novae and supernova remnants and most of the active galactic nuclei. It is worth mentioning that the various ionic configurations have very distinct line separations. For instance, the infrared lines are quite separated (in velocity) as are the X-ray lines (whose separation is $\sim 5000 \text{ km s}^{-1}$) where this warning does not apply. But for the nitrogen-like $2p^3$ configurations, the line separations are typically only 2 \AA . This is the case for [O II] $\lambda 3736/\lambda 3729$. In such situations the technique applies only if the involved velocities are smaller than $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$.

Two-dimensional optical devices such as Integral Field Units (IFUs) and Fabry-Perot have advanced significantly in recent years; the method proposed in this paper, when combined with such instruments, may provide a powerful tool

for science. Future developments may extend this method to other wavebands, so that many of the pairs of lines listed in Table 1 could become potentially useful.

We conclude that this “ld/hd imaging method” may be useful in mapping low and high-density cloud distribution in astrophysical nebulae. In addition to density maps it also provides a density-related intensity image in specific forbidden lines.

ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank FAPESP – Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo – for financial support under grants 06/05203-3 and 05/03323. We would also like to thank G. Ferland for the use of the CLOUDY program

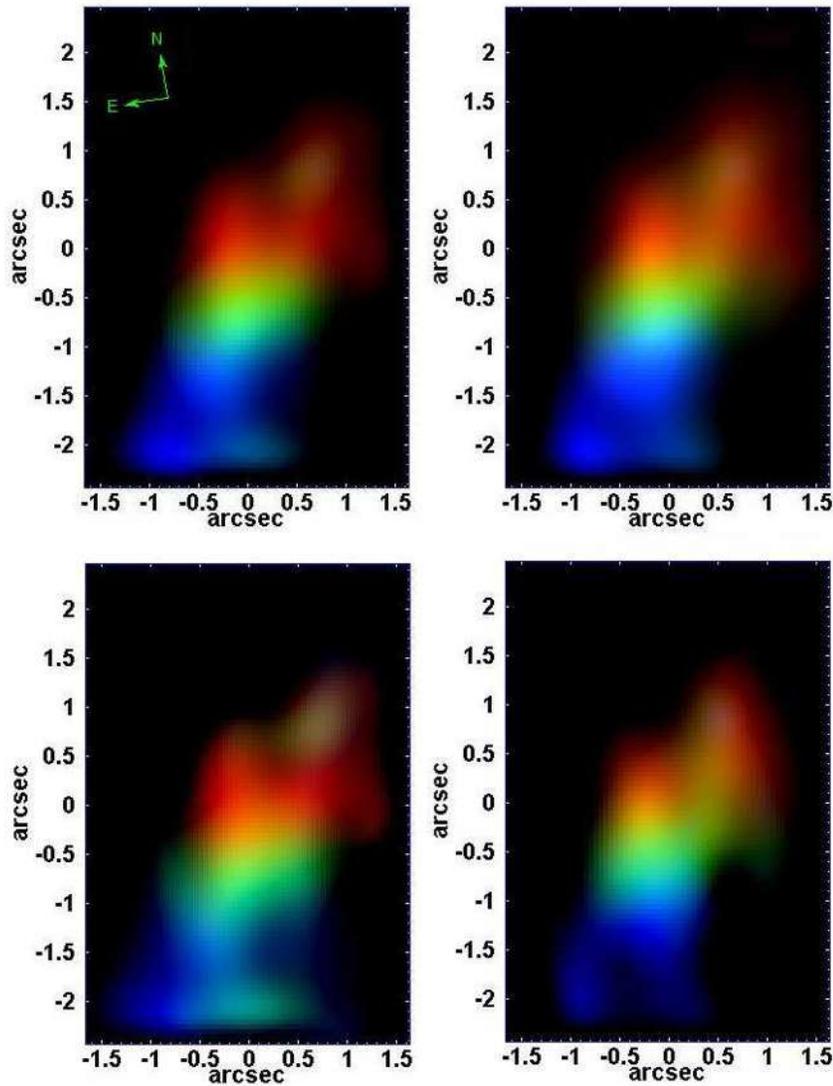


Figure 4. The nuclear region of the AGN/starburst galaxy NGC 7582: (a) *Top left*: observed image of the [S II] emission $I_{ij}(\lambda_{id} 6716 \text{ \AA})$; (b) *Top right*: observed image of the [S II] emission $I_{ij}(\lambda_{hd} 6731 \text{ \AA})$; (c) *Bottom left*: transformed image of low-density cloud emission; (d) *Bottom right*: transformed image of high-density cloud emission. The RGB colors have the following ranges: R: from 0 to 80 km s^{-1} ; G: from 0 to -80 km s^{-1} and B: from -80 to -243 km s^{-1} . Image (d) is dominated by two H II regions centred at $(x = 0.7; y = 0.5)$ and $(-0.2; -0.5)$ while image (c) is dominated by the AGN $(-0.1; 0.4)$ and SNRs, two of them quite conspicuous at $(0.8; 0.8)$ and at $(0.0; -2.1)$.

and K. Taylor and R. Lopes de Oliveira for their careful reading of the manuscript.

REFERENCES

- Aller L.H., Czyzak S.J., 1979, Ap&SS, 62, 397
 Aller L.H., Ufford C.W., van Vleck J.H., 1949, ApJ, 109, 42
 Aretxaga I., Joguet B., Kunth D., Melnick J., Terlevich R.J., 1999, ApJ, 519, L123
 Gröningsson P., et al., 2008, A&A, 479, 761
 Körding E., Colbert E., Falcke H., 2005, A&A, 436, 427
 Menzel D.H., Aller L.H., Hebb M.H., 1941, ApJ, 93, 230
 Morris S., Ward M., Whittle M., Wilson A.S., Taylor K., 1985, MNRAS, 216, 193
 Osterbrock D.E., Ferland G.J., 2006, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei. University Science Books.
 Porquet D., Dubau J., 2000, A&AS, 143, 495
 Pradhan A.K., Norcross D.W., Hummer D.G., 1981, ApJ, 246, 1031
 Ralchenko Y., Kramida A.E., Reader J. and NIST ASD Team 2008, NIST Atomic Spectra Database (version 3.1.5), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd3> [2008, July 24]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
 Riffel R.A., Storchi-Bergmann T., Dors O.L., Winge C., 2008, MNRAS, in press
 Seaton M.J., 1954, MNRAS, 114, 154
 Seaton M.J., 1960, Rep. Progress in Phys., 23, 313
 Steiner J.E., Menezes R.B., Ricci T.V., Oliveira A.S., 2009,

MNRAS, in press

Storchi-Bergmann T., Bonatto C.J., 1991, MNRAS, 250,
138

Zhang H., Sampson D.H., 1987, ApJS, 63, 487

PCA Tomography: how to extract information from datacubes^{*}

J. E. Steiner¹†, R. B. Menezes¹, T.V. Ricci¹ and A. S. Oliveira²

¹*Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, 05508-900, São Paulo, SP, Brasil*

²*IP&D, Universidade do Vale do Paraíba, Av. Shishima Hifumi, 2911, CEP 12244-000, São José dos Campos, SP, Brasil*

Accepted . Received

ABSTRACT

Astronomy has evolved almost exclusively by the use of spectroscopic and imaging techniques, operated separately. With the development of modern technologies it is possible to obtain datacubes in which one combines both techniques simultaneously, producing images with spectral resolution. To extract information from them can be quite complex, and hence the development of new methods of data analysis is desirable.

We present a method of analysis of datacube (data from single field observations, containing two spatial and one spectral dimension) that uses PCA (Principal Component Analysis) to express the data in the form of reduced dimensionality, facilitating efficient information extraction from very large data sets. PCA transforms the system of correlated coordinates into a system of uncorrelated coordinates ordered by principal components of decreasing variance. The new coordinates are referred to as eigenvectors, and the projections of the data onto these coordinates produce images we will call tomograms. The association of the tomograms (images) to eigenvectors (spectra) is important for the interpretation of both. The eigenvectors are mutually orthogonal and this information is fundamental for their handling and interpretation. When the datacube shows objects that present uncorrelated physical phenomena, the eigenvector's orthogonality may be instrumental in separating and identifying them. By handling eigenvectors and tomograms one can enhance features, extract noise, compress data, extract spectra, etc.

We applied the method, for illustration purpose only, to the central region of the LINER galaxy NGC 4736, and demonstrate that it has a type 1 active nucleus, not known before. Furthermore we show that it is displaced from the centre of its stellar bulge.

Key words: Methods: data analysis – methods: statistical – techniques: image processing – techniques: spectroscopic.

1 INTRODUCTION

Throughout the 20th Century, astronomy has developed through the use of imaging and spectroscopic techniques, analysed independently. Extracting information from these types of data, requires relatively simple tools. With the ad-

vent of panoramic spectroscopic devices such as Integral field units – IFUs – and Fabry-Perot spectrographs, it is possible to construct datacubes of immense proportions that present data in three dimensions: two spatial and one spectral. The analysis of these data may become complex and overwhelming, as it may involve tens of millions of pixels. More concerning is that, given this complexity, only some restricted subset of the data ends up being analysed (kinematical maps, line flux ratios, extinction and excitations maps, etc.); the rest is at the risk of being largely ignored. New techniques that allow us to extract information in a condensed, fast and optimized form are therefore necessary and welcome.

In this paper we present a method of datacube interrogation that uses Principal Component Analysis – PCA. This method condenses the significant information content associated with the data, through effective dimensional reduction,

* Based on observations obtained at the Gemini Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the NSF on behalf of the Gemini partnership: the National Science Foundation (United States), the Science and Technology Facilities Council (United Kingdom), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), the Australian Research Council (Australia), Ministério da Ciência e Tecnologia (Brazil) and SECYT (Argentina).

† E-mail: steiner@astro.iag.usp.br (JES)

facilitating its interpretation. PCA compresses the data expressed as a large set of correlated variables in a small but optimal set of uncorrelated variables, ordered by their principal components. Clearly our shared goal of analysing data is to extract physical information from them; a dimensional reduction does not necessarily produce valuable information, but an appropriate choice of coordinates may help. PCA is a non-parametric analysis. This means that there are no parameters or coefficients to adjust that somehow depend on the users experience and skills, or on physical and geometrical parameters of a proposed model. PCA provides a unique and objective answer. In the traditional scientific method one formulates questions and looks to the data for answers. In this new strategy, PCA produces the answer; the user's challenge is to interpret the results. This process is not always difficult, but often plain of subtleties.

PCA has been used many times in the astronomical literature. For instance, Deeming (1964) used this technique to analyse and classify stellar spectra; this approach was improved by Whitney (1983). Applications to modern stellar spectroscopy can be found in Bailer-Jones et al. (1998) and Re Fiorentin et al. (2007). The technique was also used for morphological (Lahav et al. 1996) and spectral (Sodré & Cuevas 1997) classification of galaxies and QSOs (Borson 2002). Images of supernova remnants have been analysed with PCA technique (Warren et al. 2005). A more extended presentation of this technique is given in Murtag & Heck (1987) and Fukunaga (1990).

Most of the applications of PCA in astronomy are related to find eigenvectors across a population of objects. In the present case we want to apply the technique to a single datacube in which the objects are spatial pixels of an individual field, containing a single galaxy, nebula or a set of stars. We identify eigenvectors (the uncorrelated variables) that we refer to as eigenspectra, and tomograms, which are images of the data projected in the space of the eigenvectors. In traditional tomographic techniques one obtains images that represent “slices” in tridimensional space (the human body, for example) or in velocity space (Doppler Tomography). In PCA Tomography one obtains images that represent “slices” of the data in the eigenvectors space (tomograms). The good news is that each tomogram has associated with it an eigenspectrum. The simultaneous analysis of the eigenspectra and associated tomograms brings a new perspective to the interpretation of both.

With the aim of illustrating the PCA Tomography method, we have applied it to a Gemini GMOS-IFU datacube of the nuclear region of the nearby LINER galaxy NGC 4736 (M94). The LINER characteristics of NGC 4736 are considered to be related to an atypical population of stars, as it is an aging starburst galaxy (Eracleous et al. 2002; Cid Fernandes et al. 2004). Applying the PCA methodology, we show that it has a *bona fide* type 1 Active Galactic Nucleus – AGN – displaced from the centre of its stellar bulge.

2 FROM A DATACUBE TO A DATA MATRIX

Our aim is to analyse datacubes in which we have two spatial and one spectral dimension. Each pixel of this original three-dimensional datacube has intensity $(I_{ij\lambda})_O$; here i and j

define a spatial pixel and λ a spectral pixel. We will assume that the datacube has $n = \mu \times \nu$ spatial pixels and m spectral pixels. The mean intensity of all spatial pixels for a given λ is

$$Q_\lambda = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{\mu} \sum_{j=1}^{\nu} (I_{ij\lambda})_O \quad (1)$$

Q_λ being the average spectrum of the datacube. The intensity adjusted to the mean is

$$I_{ij\lambda} = (I_{ij\lambda})_O - Q_\lambda \quad (2)$$

It is important to note at this point that all emission with null variance across the spatial pixels (for a given wavelength or spectral energy) are incorporated into the mean and subtracted out. This is the case, for instance, for the sky emission that is constant over the field of view (FoV).

Now we organize the new datacube $I_{ij\lambda}$ (which has zero mean) into a matrix $\mathbf{I}_{\beta\lambda}$ of n rows (spatial pixels, referred to here as objects) and m columns (spectral pixels, referred to here as properties). Then β can be expressed as

$$\beta = \mu(i - 1) + j \quad (3)$$

The datacube transformed into the matrix $\mathbf{I}_{\beta\lambda}$ will be the subject of the PCA Tomography method.

3 ELEMENTS OF PRINCIPAL COMPONENT ANALYSIS – PCA

Principal Component Analysis (PCA) is a technique used to analyse multidimensional datasets. Its is a quite efficient method to extract information from a large set of data as it allows us to identify patterns and correlations in the data that in other ways would hardly be noticed. Mathematically it is defined as a linear orthogonal transformation that expresses the data in a new (uncorrelated) coordinate system such that the first of these new coordinates, E_1 , (eigenvector 1) contains the largest variance fraction, the second variable, E_2 , contains the second largest variance fraction and so on. These new coordinates generated by the PCA are, by construction, orthogonal to one another. For a more detailed description of the PCA method, see Murtag & Heck (1987), Fukunaga (1990), Johnson & Wickern (1998) and Hair et al. (1998).

In many PCA implementations normalization is done, so that variance is uniform (and generally unity) within the data. We will not adopt this strategy as we are interested in retaining the relative spectral line intensities. Therefore we will analyse the covariance matrix and not the correlation matrix.

The covariance matrix of $\mathbf{I}_{\beta\lambda}$ can be expressed as

$$\mathbf{C}_{\text{cov}} = \frac{[\mathbf{I}_{\beta\lambda}]^T \cdot \mathbf{I}_{\beta\lambda}}{n - 1} \quad (4)$$

The matrix \mathbf{C}_{cov} is square and has m rows and columns (equal to the number of the original spectral pixels). The covariance matrix has some relevant properties. One is that it is symmetric,

$$\mathbf{C}_{\text{cov}} = [\mathbf{C}_{\text{cov}}]^T \quad (5)$$

The main diagonal elements correspond to the variances of each of the isolated variables, while the other (cross) elements correspond to the covariance between two distinct properties. The $m \times m$ covariance matrix has m eigenvectors, E_k , each one associated with one eigenvalue, Λ_k . E_k are the new uncorrelated coordinates and k is the order of the eigenvector that can vary from 1 to m ; the eigenvectors are ordered by decreasing value of each associated Λ_k , which is the variance of each component, to form the characteristic matrix, $\mathbf{E}_{\lambda k}$, in which columns correspond to eigenvectors. Note that, in order for all eigenvectors to be defined, we require that $n \geq m$.

The transformation that corresponds to the PCA can be represented by the following formula:

$$\mathbf{T}_{\beta k} = \mathbf{I}_{\beta\lambda} \cdot \mathbf{E}_{\lambda k} \quad (6)$$

where $\mathbf{T}_{\beta k}$ is the matrix containing the data in the new coordinate system.

As the aim of PCA is to express the original data on the new system of uncorrelated coordinates, one concludes that the ideal covariance matrix of the data in this new coordinate system (\mathbf{D}_{cov}) must be diagonal, that is, the covariance between the coordinates must be zero. One may say that the PCA execution consists in determining the matrix $\mathbf{E}_{\lambda k}$ that satisfies equation 6 and so that \mathbf{D}_{cov} is diagonal:

$$\mathbf{D}_{\text{cov}} = \frac{[\mathbf{T}_{\beta k}]^T \cdot \mathbf{T}_{\beta k}}{n - 1} \quad (7)$$

The diagonal elements of \mathbf{D}_{cov} are the eigenvalues.

4 EIGENSPECTRA AND TOMOGRAMS

In the case of datacubes of astronomical interest, it is usual to have two-dimensional images with spectra associated with each spatial pixel. In calculating the PCA of such datacubes, one obtains eigenvectors as a function of wavelength, energy or frequency (properties), that we will also refer to as eigenspectra.

On the other hand, $\mathbf{T}_{\beta k}$ represents data in a new coordinate system. As our objects are spatial pixels, their projection onto a given eigenvector may be represented as a spatial image. Each column of $\mathbf{T}_{\beta k}$ can now be transformed into a two-dimensional image, T_{ijk} , using equation 3. We will refer to these images T_{ijk} as **tomograms**, since they represent “slices” of the data in the space of the eigenvectors.

When a stellar-like feature is present within the FoV, contiguous pixels tend to be correlated as the signal is influenced by the spatial Point Spread Function (PSF). Real structures have, thus, a minimum scale given by the PSF, usually determined by the seeing or intrinsic spatial instrumental resolution.

Analysing tomograms simultaneously with eigenspectra brings together a wealth of information. Spectral characteristics may be identified with features in the image and *vice-versa*. Interpreting such associations facilitates the understanding of the three-dimensional structure within the datacube. In section 7 we will see an application of this and its potential will become clear.

5 RECONSTRUCTION, COMPRESSION, COSMETICS AND FLUX CALIBRATION OF DATACUBES

It is, of course, possible to reconstruct the original datacube from all the eigenvectors and tomograms. It is also, however, possible to partially reconstruct the datacube using only those eigenvectors and tomograms that contain interesting or relevant information, ignoring those that contain noise. It is not straightforward to know where the signal stops and the noise becomes dominant. The Kayser criterion (Johnson & Wickern 1998) suggests that the limit is the mean eigenvalue. This criterion seems to select too few eigenvectors. One can, else, use the “scree test” (Hair et al. 1998) which is illustrated in Fig. 1. In practice, the number of relevant eigenvectors depends on the number of uncorrelated physical phenomena represented in the object. There is no way to know *a priori*; each case must be examined by the user and the actual delineations to be considered depends on his skills and predilections. Let us reconstruct the datacube taking as a characteristic matrix the set of all eigenvectors that have relevance until $k = r$, ignoring all others. In this case the reconstructed matrix $\mathbf{I}'_{\beta\lambda}(\leq r)$ is

$$\mathbf{I}'_{\beta\lambda}(\leq r) = \mathbf{T}_{\beta k}(\leq r) \cdot [\mathbf{E}_{\lambda k}(\leq r)]^T \quad (8)$$

where $\mathbf{E}_{\lambda k}(\leq r)$ is the characteristic matrix with columns corresponding to eigenvectors until $k = r$ and $\mathbf{T}_{\beta k}(\leq r)$ is the data matrix in the new coordinate system containing eigenvectors only to $k = r$. From the matrix $\mathbf{I}'_{\beta\lambda}(\leq r)$ one can reconstruct the datacube $I'_{ij\lambda}(\leq r)$. The datacube $I'_{ij\lambda}(\leq r)$ contains many more data (pixels) than do $\mathbf{E}_{\lambda k}(\leq r)$ and $\mathbf{T}_{\beta k}(\leq r)$, even if it does not contain more information. Note that for data transmission, it is much faster to send $\mathbf{E}_{\lambda k}(\leq r)$ and $\mathbf{T}_{\beta k}(\leq r)$ than $I'_{ij\lambda}(\leq r)$, which can be reconstructed using equation 8. This form of data compression has practical applications, for example in data transmission.

Remembering that the average spectrum, Q_λ , was subtracted from the original data (see equation 2), it can now be added to the reconstructed datacube, to recover calibration:

$$(I'_{ij\lambda}(\leq r))_O = I'_{ij\lambda}(\leq r) + Q_\lambda \quad (9)$$

In this case, the reconstructed datacube does not have the the variance (presumably mostly noise) contained in eigenvectors $r < k < m$.

Recall now that the eigenvalue Λ_k can be expressed as

$$\Lambda_k = \frac{[\mathbf{T}_{\beta k}(k)]^T \cdot \mathbf{T}_{\beta k}(k)}{n - 1} \quad (10)$$

where $\mathbf{T}_{\beta k}(k)$ is the matrix containing only the column corresponding to the projection of the data on E_k . The sum of the variance contained in eigenvectors $r < k < m$, or “noise” (this sum could still contain also some “signal”) may, thus, be evaluated as σ , in the rms sense, between images $(I'_{ij\lambda}(\leq r))_O$ and $(I_{ij\lambda})_O$ and may be expressed as

$$\sigma^2 = \sum_{k=r+1}^{k=m} \Lambda_k \quad (11)$$

One may also reconstruct the datacube of a single eigenvector E_k . In this case,

$$\mathbf{I}'_{\beta\lambda}(k) = \mathbf{T}_{\beta k}(k) \cdot [\mathbf{E}_{\lambda k}(k)]^T \quad (12)$$

where $\mathbf{E}_{\lambda k}(k)$ is the matrix containing the column corresponding to the eigenvector E_k . From the matrix $\mathbf{I}'_{\beta\lambda}(k)$, one can reconstruct the datacube $I'_{ij\lambda}(k)$, that presents the original dimensions but contains information from the object-eigenvector E_k only.

It is quite common to have cosmetic problems in the datacubes. This can happen, for example, as incomplete removal of cosmic rays and hot/cold pixels. In this situation the “defect” may appear as a specific eigenvector or correlated with some set of other properties. It is usually easily detected and can be removed in the appropriate eigenvector, by excluding or by correcting it.

Flux calibration of a reconstructed datacube can be done by adding the average spectrum, Q_λ (as shown in equation 9). In general this process can only be done if the datacube is reconstructed with all its components. If we want to ignore the noise, then we are incorporating a small often negligible error. If the average spectrum has two components, say a stellar and a line emitting component, then one could, in principle, separate the two and, by separating them in the reconstructed datacube, calibrate both. The final result is additive. In section 7 we will see an application of such a procedure.

When the datacube is reconstructed, it may have a spatially defined field without any object, representing background only; because the initial average spectrum was subtracted, this field should present a negative signal. One way to fix this is by adding the average spectrum, as seen above. But, sometimes, this is not desirable, for example, when the average spectrum contains sky emission. In this case it might be better to calculate the average spectrum from the background (this average spectrum is not affected by sky emission, because it was obtained from eigenvectors), multiply it by -1 and add it to the entire cube. This way we ensure that the spectrum of the background is reset to zero. This procedure may be particularly useful for sky subtraction in data obtained with Fabry-Perot.

6 FEATURE SUPPRESSION AND ENHANCEMENT

In order to suppress or emphasize the properties of a given feature “A” (defined by its image or spectral characteristics), we construct a feature factor $\Gamma_k(A)$, for each eigenvector E_k , such that

$$\Gamma_k(A) = 1; 0 \quad (13)$$

depending on whether eigenvector k is to be suppressed (0) or not (1) - and this is a user-chosen value. Feature “A” may be a star, a galactic nucleus or, else, a spectral class or a feature such as the Broad Line Region – BLR – of an Active Galactic Nucleus. With such a strategy we can reconstruct a datacube in which the desired feature is suppressed or enhanced:

$$I'_{ij\lambda}(A) = \sum_k [I'_{ij\lambda}(k) \cdot \Gamma_k(A)] \quad (14)$$

or obtaining directly

$$\mathbf{I}'_{\beta\lambda}(A) = \mathbf{T}_{\beta k} \cdot [(\mathbf{E}_{\lambda k})_\Gamma]^T \quad (15)$$

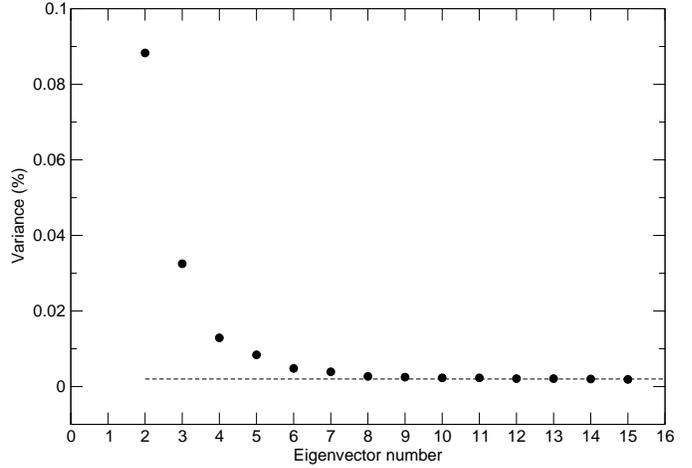


Figure 1. The “scree test” applied to the first 15 eigenvalues of the NGC 4736 datacube. One can see that the graph levels off for eigenvectors above 7. Eigenvalue 1 is out of scale.

where $(\mathbf{E}_{\lambda k})_\Gamma$ corresponds to the matrix $\mathbf{E}_{\lambda k}$ that had each of its columns (that correspond to each of the eigenvectors E_k) multiplied by the corresponding Γ_k factors. From the matrix $\mathbf{I}'_{\beta\lambda}(A)$ one can reconstruct the corresponding datacube $I'_{ij\lambda}(A)$. Now one can project the intensities on the dimensions ij , showing explicitly the image with the suppression or enhancement object “A”. The spectrum of the enhanced object could also be extracted; such an example is shown in Fig. 4.

We can follow this with an alternative or parallel strategy. Instead of adding the intensities (as in equation 14), one can add the intensity associated to each eigenvector divided by its variance. To do this, we first multiply each column of the matrix $\mathbf{T}_{\beta k}$ (which correspond to each of the tomograms) by the factor N_k , given by

$$N_k = \frac{1}{(\Lambda_k)^{\frac{1}{2}} \cdot (n-1)} \quad (16)$$

where n is the number of spatial pixels in the image. N_k corresponds to a normalization factor. A consequence of the factor $(n-1)$ is that the sum of the square of all spatial pixels is 1. Then we define

$$\mathbf{V}'_{\beta\lambda}(A) = (\mathbf{T}_{\beta k})_N \cdot [(\mathbf{E}_{\lambda k})_\Gamma]^T \quad (17)$$

where $(\mathbf{T}_{\beta k})_N$ corresponds to the matrix $\mathbf{T}_{\beta k}$ with unit variance, that is, with each of its columns (that correspond to each tomograms) multiplied by the corresponding N_k factors. It is important to note that each tomogram has zero mean. From the matrix $\mathbf{V}'_{\beta\lambda}(A)$ one can reconstruct the corresponding datacube $V'_{ij\lambda}(A)$. The difference is that in the case of $I'_{ij\lambda}$ one emphasizes the intensity component of each eigenvector while in the case of $V'_{ij\lambda}$ one has the distinct characteristic of all eigenvectors with the same weight. The advantage of $V'_{ij\lambda}$ with respect to $I'_{ij\lambda}$ is that the former shows more “colorful” features, enhancing the many characteristics of all eigenvectors, but it may also enhance the noise as it gives similar weight to all isolated eigenvectors. Fig. 5 shows such an example.

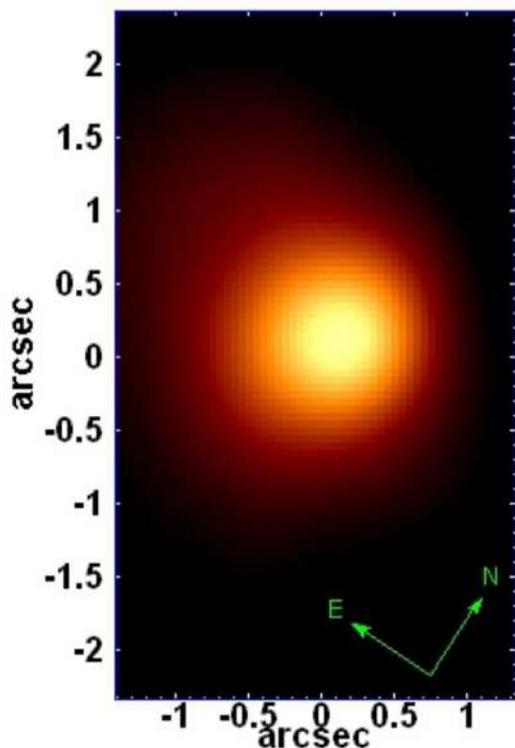


Figure 2. The projection of the average intensities $\langle (I_{ij})_O \rangle$ for each λ of the original datacube onto the spatial pixels ij . The bulge has a comet-like morphology.

7 APPLICATION: THE CENTRAL REGION OF THE LINER GALAXY NGC 4736

Let us illustrate the application of the method of PCA Tomography to a particular case. We will attempt to answer the following question: is there a supermassive black hole in the nearby LINER galaxy NGC 4736? LINERs are a class of objects with diverse nature (Heckman 1980). Although most of them seem to host an AGN in the sense that they are powered by accretion onto a supermassive black hole, some objects have not shown any evidence of this. NGC 4736 is somewhat peculiar because it presents a stellar population that corresponds to an aging starburst. Could this explain its LINER nature? See Eracleous et al. (2002) and Cid Fernandes et al. (2004) for a more detailed discussion.

7.1 The data

In an attempt to solve the puzzle associated with this galaxy, we observed it with the Gemini Multi Object Spectrograph (GMOS – Hook et al. (2004), Allington-Smith et al. (2002)), operated in the Integral Field Unit (IFU) mode. The data were obtained on 2006 June 23 with the Gemini North Telescope. The datacube was obtained using 500 fibers on the object and 250 fibers on sky, 1 arcminute away. The spectral resolution was $R=2900$ covering from 4700 to 6800 Å. Three 20 minute integration were obtained.

The sky fibers actually observed the inner ring of the galaxy, as there was no other way to position them. For this reason these sky observations were not used and the datacube we analyzed did not have any kind of sky sub-

traction. In this situation PCA analysis is still possible as sky has no spatial variance and is incorporated in the average spectrum, being removed from the cube right in the beginning. Two strong telluric emission lines can be seen in the average spectrum (Fig. 3) and present no sign in any of the eigenvectors or reconstructed $I'_{ij\lambda}$ or $V'_{ij\lambda}$ cubes. Only when dealing with flux calibration some special care must be taken, and in sections 7.4 and 7.5 we show that this is still possible.

Comparison CuAr lamps, flatfields, twilight flats and bias images were taken to reduce and calibrate the data. The data reduction was done with the IRAF package using the *gemini.gmos* task package that handles the bias and background subtraction, cosmic ray rejection, CCD and fiber sensitivity correction, wavelength and flux calibration and construction of the datacubes. Our final scientific datacube was extracted with a spatial oversampling of 0.05 arcsec pixel⁻¹ (4×4 data pixel per fiber) compared to the real spatial resolution as determined by the 0.55 arcsec seeing experienced at the time of observations. The datacube has 6,200 spectral pixels, with 0.34 Å pixel⁻¹ spectral sampling.

As the GMOS atmospheric dispersion corrector was not operational, the differential atmospheric refraction was appreciable, giving wavelength distortions throughout the datacube. To evaluate this, we used the formula from Filippenko (1982) and applied our own algorithm for differential atmospheric refraction correction (Steiner et al. in preparation). This algorithm corrects each pixel for the atmospheric differential refraction to an accuracy of about 1/20 of the seeing disk.

A Richardson-Lucy deconvolution algorithm (Richardson 1972; Lucy 1974) was applied to all images in the datacube using 6 iterations. This procedure has two effects: it sharpens the PSF while suppressing the high frequency noise. If the number of iterations is too small, these improvements are negligible while, if the number is too large, low frequency noise is introduced. We found that ~ 6 iterations was a good compromise; the delivered PSF after deconvolution reduced the FWHM of the PSF by a factor of 1.4. The adopted instrumental PSF for the purposes of the deconvolution was gauged from the spatially compressed image as a Gaussian having a FWHM of 0.47 arcsec. This type of deconvolution is compatible with PCA; we have experienced these procedures with dozens of cases, involving datacubes of galaxies, nebulae and stars, with good results.

In this paper we will analyse only the data corresponding to the GMOS red CCD, with a wavelength range from 6179 to 6848 Å and 1976 spectral and 5170 spatial pixels, after trimming some of the borders because of the atmospheric differential refraction correction. The full data set is analysed in Steiner et al. (in preparation).

7.2 Eigenvectors, Tomograms and Eigenvalues

We are ready to perform the PCA Tomographic analysis of the datacube. Before doing so, we have subtracted the average of all spatial pixels, Q_λ , for each wavelength pixel. The original datacube has its spatial projection shown in Fig. 2 while the average spectrum (see equation 1) is shown in the top diagram of Fig. 3.

How many eigenvectors do we want to work with? Applying the scree test (see Fig. 1) one can see that the rele-

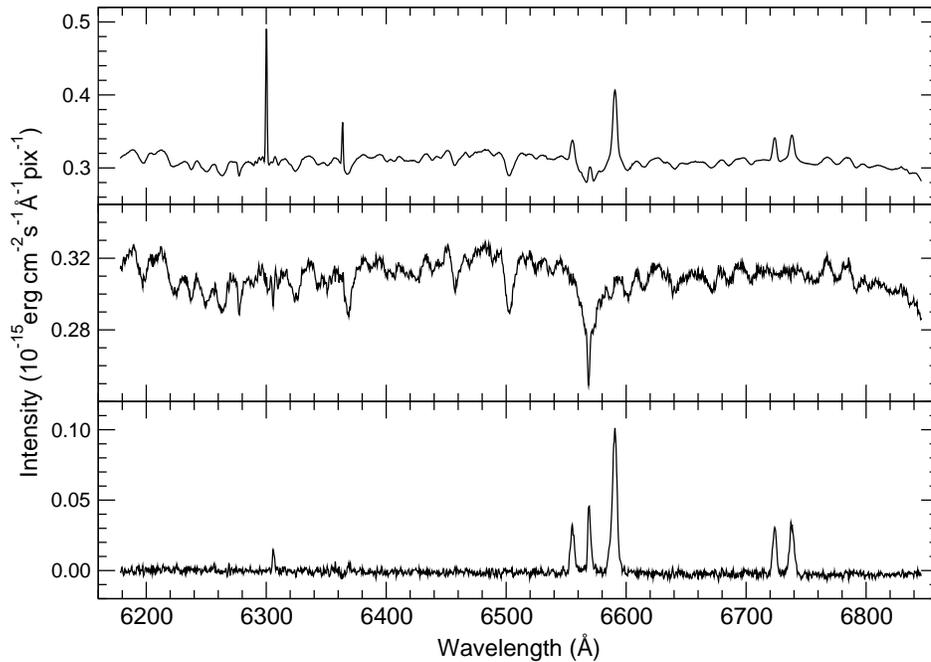


Figure 3. The average spectrum (*top diagram*), as defined in equation 1; the stellar (*middle diagram*) and gaseous (*lower diagram*) components of the average spectrum were obtained by subtracting a scaled emission line (could also have been a stellar) template. See sections 7.4 and 7.5 for how this is done.

vant eigenvectors are limited to the first seven. It is always good to examine the eigenvectors/tomograms, case by case; in the present example the features associated to gas emission seem to be present in the first seven, disappearing in the noise for eigenvectors of higher order. This confirms the conclusion from the scree test. However, this does not mean the information about the stellar population is not encoded in eigenvectors of higher order. In dealing with the stellar component, one should keep this in mind. In what follows we are interested in the features associated to the emission lines and will limit ourselves to the first eight eigenvectors.

The eight principal components are shown as eigenvectors and tomograms in Appendix A and their eigenvalues, in Table 1. As can be seen, eigenvector 1 contributes 99.74 per cent of the variance. This means that this eigenspectrum basically replicates what one would see in a spectrum obtained with traditional spectroscopic techniques. A close comparison with the average spectrum (Fig. 3) confirms this. Tomogram 1 is the image comparable with that of a classic central stellar bulge. Although the eigenspectrum looks like a standard spectrum, it is not; the scale is not associated to intensity.

Eigenvector 2 contributes 0.088 per cent of the variance and displays, in combination with its tomogram, a clear map of the rotation of the emission line gas in the FoV. It is also clear from its tomography that this eigenvector is uncorrelated with the stellar component.

Eigenvector 3 contributes 0.032 per cent of the variance. Its characteristic is that it displays correlations among features that can be associated to emission line transitions. It

is quite surprising that features related to two kinds of emission lines are visible: narrow lines, associated with the [O I], [N II] and [S II] species and, also, H α . But there is also a feature associated to a broad H α component. This component is typical of Seyfert 1 (or LINER type 1) galaxies and is usually taken as a clear evidence for an AGN associated with a supermassive black hole. This is, therefore, an important discovery, which has never been reported before, despite the fact that this is a nearby galaxy. The broad lines associated to such features are emitted in the Broad Line Region – BLR – while the other, narrower, lines are emitted in the Narrow Line Region – NLR. Features associated to [O I] lines are also present in eigenvector 3, as they are in E_2 , however, they were not visible in E_1 .

Eigenvector 4 and its respective tomogram (contributing 0.013 per cent of the variance) shows again a correlation among the narrow line features, but this time it is anti-correlated to the broad H α . Notice that in both E_3 and E_4 the emission lines features are correlated with the continuum in a complementary way. Eigenvectors 5 and 6 show correlations between narrow line features but involving distinct line widths.

One could attempt to interpret all eigenvectors up to the limit of 1976, the number of wavelength pixels (properties) in the datacube analysed here. However it is clear that the eigenvalues become smaller as the relative noise level of the eigenvector increases. In the present case the eight principal components explain 99.8979 per cent of the variance (see Table 1) remaining 0.1021 per cent of the variance contained in the other 1968 eigenvectors. Eigenvectors 7 and

Table 1. Eigenvectors and corresponding eigenvalues for the first eight principal components.

| Eigenvector E_k | Eigenvalue (% of the variance) | Accumulated fraction (% of the variance) |
|----------------------|-----------------------------------|---|
| E_1 | 99.7443 | 99.7443 |
| E_2 | 0.0883 | 99.8326 |
| E_3 | 0.0325 | 99.8651 |
| E_4 | 0.0129 | 99.8781 |
| E_5 | 0.0084 | 99.8864 |
| E_6 | 0.0048 | 99.8912 |
| E_7 | 0.0039 | 99.8952 |
| E_8 | 0.0027 | 99.8979 |

8 are the last to be shown here (Appendix A). E_7 is still dominated by broad H α , but the noise level clearly becomes strong and competes with any signal after E_8 (see Fig 1).

7.3 The Broad Line Region: location and spectrum

As mentioned earlier, obtaining the eigenvectors and tomograms is an objective process that does not depend on choices made by the user. However, by handling eigenvectors and tomograms, one can express aspects that do depend on the user’s desires and skills. We will explore such aspects in the following.

It is clear that NGC 4736 has an AGN and that this AGN has a BLR. The question now is how to enhance this feature. This is a relevant question not only in the study of the properties of this emitting region but also determining the location of the AGN and, thus, the location of a supermassive black hole. As already mentioned in section 6, enhancing a feature “A” can be done by attributing the feature factor $\Gamma_k(A)$ to each eigenvector k , thus reconstructing the datacube. This can be done in two ways: equations 14 and 15 provide the intensity cube, $I'_{ij\lambda}(BLR)$; alternatively, by attributing the factor N_k (equation 16) to each tomogram, one can construct the datacubes normalized to unit variance, $V'_{ij\lambda}(BLR)$ (see equation 17). This was done with the feature factors from Table 2.

From these reconstructed datacubes, we obtained the spectra and images of the BLR. The spectra of the BLR were extracted from a circular region centred on the AGN and with a radius of 0.2 arcsec. The BLR images were obtained with “narrow filters” obtained by adding consecutive images in wavelength pixels, centred on the red wing of the broad H α feature (Figs. 4 and 5). These images map the location of the BLR in the FoV and, thus, the position of the supermassive black hole.

By observing Figs. 4 and 5, one can note that, although presenting a lower signal-to-noise, the spectrum extracted from the cube $V'_{ij\lambda}(BLR)$ does a better job of separating the BLR from the NLR. This is as expected (see section 6) since all principal components enter with the same weight. As the Tomogram of the principal component 1 (see Appendix A) represents the image of the stellar bulge, one can, now, superpose the image of the BLR (Fig. 4) onto the stellar component. This is shown in Fig. 6 An interesting and surprising discovery is that the BLR, that locates the hypothetical supermassive black hole, is not positioned at the

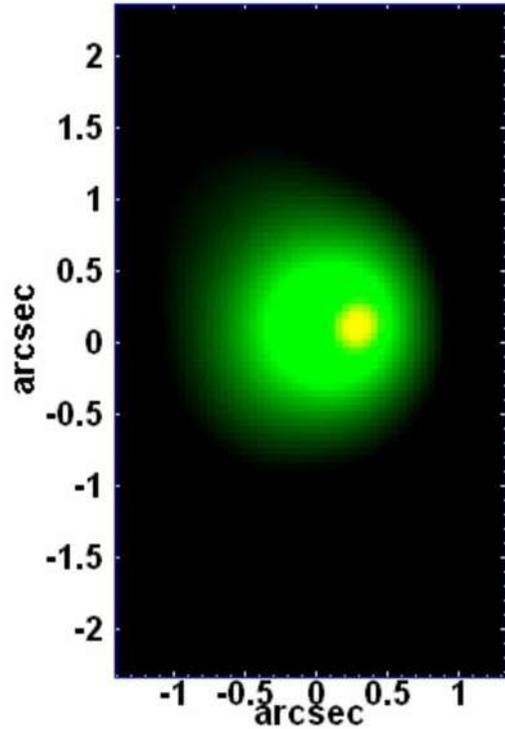


Figure 6. The location of the galactic stellar bulge (tomogram 1 is in green) and the BLR (image from Fig. 4 is in yellow) of the galaxy NGC 4736. The AGN is displaced by 0.15 arcsec from the centre of the galactic bulge. This corresponds to 3.5 parsec (~ 10 light years). Notice the bulge’s comet-like shape. These features are probably consequences of galaxy merger that occurred a few billion years ago (Steiner et al. in preparation).

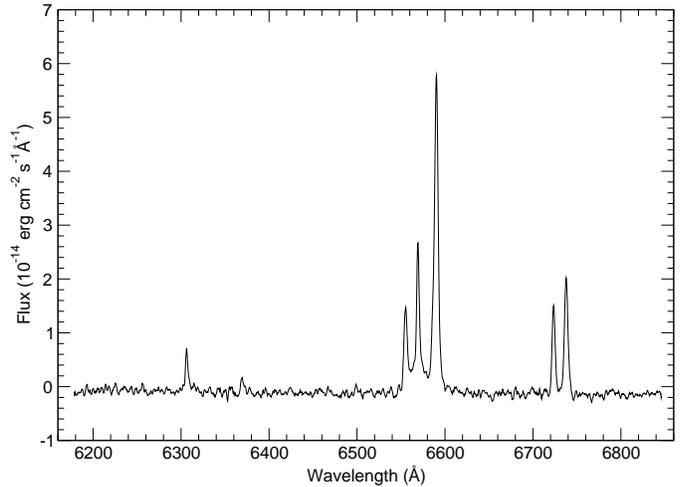


Figure 8. The AGN flux calibrated spectrum of the LINER galaxy NGC 4736.

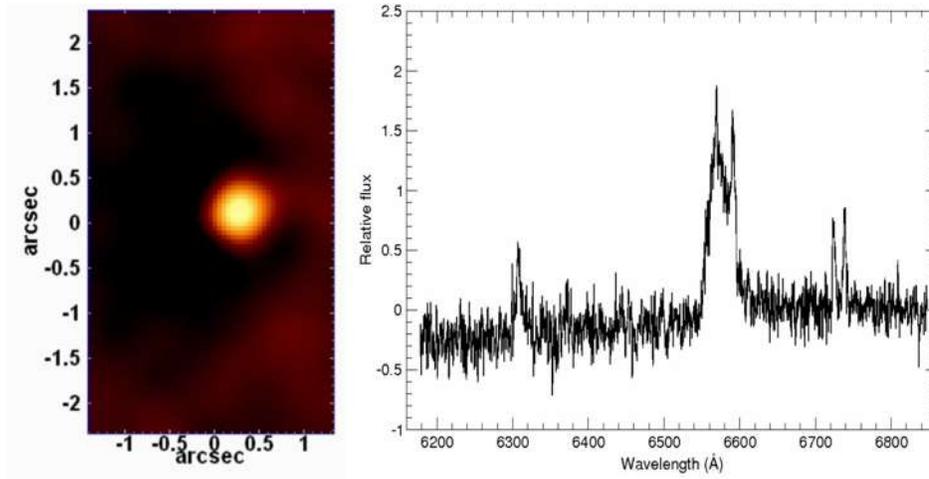


Figure 4. The image and spectrum of the BLR, extracted from the reconstructed datacube $I'_{ij\lambda}(BLR)$. The image is obtained from a “narrow band” (by adding consecutive images in wavelength pixels), centred on the red wing of (the broad) $H\alpha$; it, thus, maps the location of the BLR. The spectrum was extracted from a circle of 0.2 arcsec centred at the bright spot in the image. Notice that the broad $H\alpha$ emission is redshifted with respect to the rest frame (defined by the narrow lines).

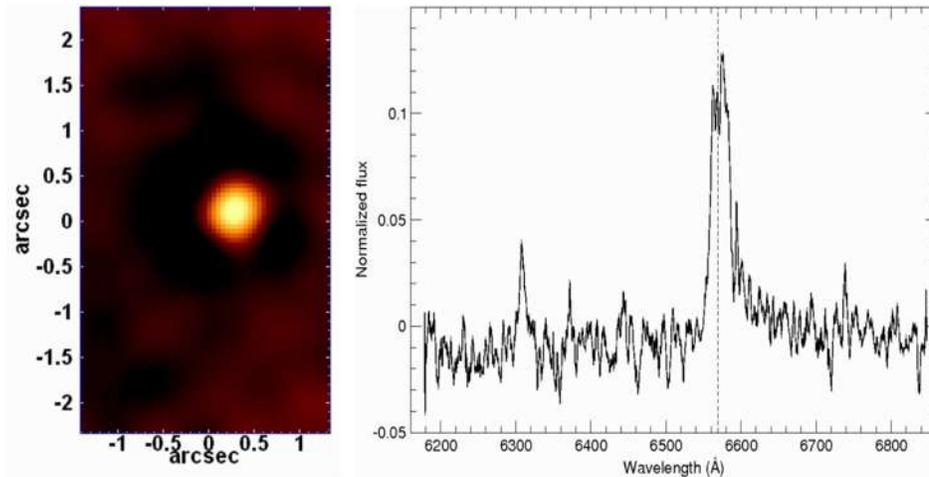


Figure 5. The image and the (smoothed) spectrum of the BLR, extracted from the reconstructed datacube $V'_{ij\lambda}(BLR)$ in a similar way as in Fig. 4. In addition to the broad $H\alpha$, it is possible to see an asymmetric tail to the red. The vertical dashed line represents the wavelength of $H\alpha$ at the rest frame of NGC 4736.

Table 2. The feature factor for the BLR.

| Eigenvector | $\Gamma_k(BLR)$ |
|-------------|-----------------|
| E_1 | 0 |
| E_2 | 1 |
| E_3 | 1 |
| E_4 | 1 |
| E_5 | 0 |
| E_6 | 0 |
| E_7 | 1 |
| E_8 | 0 |

centre of the galactic bulge. This lack of positional coincidence is unexpected (to say the least) and certainly has important consequences for the study of this galaxy (Steiner et al. in preparation).

7.4 The stellar and gas emitting components of eigenvector 1

Eigenvector 1 is dominated by the correlation among the spectral properties of the bulge stars and gas emission. Eigenvectors of higher order are basically dominated by correlations of gas-emitting properties only. Could we create two datacubes, from eigenvector 1, the first representing the stellar continuum and the second, the gas line emission? To attempt this we proceeded in the following way: we took a NLR representative spectrum from the reconstructed datacube $I'_{ij\lambda}$ (this representative narrow emission line spectrum is shown in Fig. 7) as template and scaled this template so to match the $[N\text{II}]$ 6583 Å line intensity in E_1 . Subtracting this scaled template from E_1 leaves us with the stellar component of E_1 . These two (stellar and gaseous) components of E_1 are shown in Fig. 7. From these two vectors (E_{1a} and E_{1b}) we reconstructed the respective datacubes using equa-

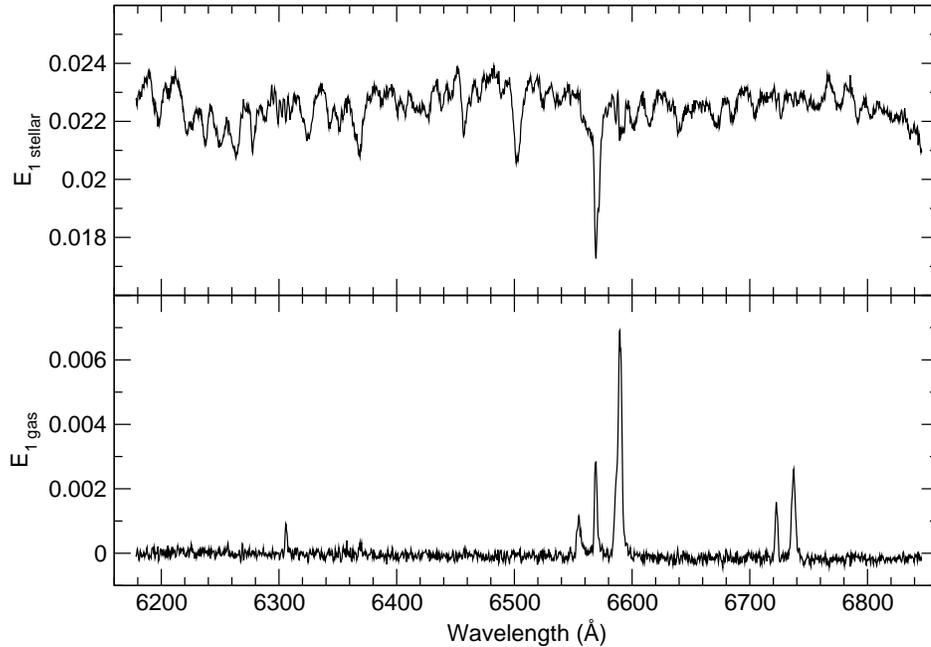


Figure 7. The stellar (E_{1a}) and gaseous (E_{1b}) components of eigenvector E_1 ; the sum of these two components is equal to E_1 and each of them can be obtained by adopting a template from the other.

tion 12. By adding now the E_{1b} datacube to all others, from 2 to 10, we obtain the final cube containing the emission lines, $I'_{ij\lambda}(gas)$. We can now study the morphological and spectral properties of the line emitting gas.

7.5 Flux calibration

Flux calibration of a reconstructed datacube can be recovered by adding the average spectrum (as shown in equation 9). In general this process can only be done if the cube is reconstructed with all the components. Here, however, we neglected all eigenvectors above 10, as they essentially represent noise and add up to a tiny fraction of variance. But we are interested here in calibrating both datacubes of gas line emission and stellar component separately. To do this we proceed in the following way: using the spectrum of the gaseous component of E_1 (shown in Fig. 7) as a template, we decomposed the average spectrum into its stellar and gaseous components in a way similar to the method used for eigenvector E_1 in the previous section. These two components are shown in Fig. 3 (the two narrow telluric lines seen in the upper diagram were removed “by hand” in the lower diagram). Then the stellar component of the average spectrum was added to the datacube obtained from the E_{1a} component of eigenvector 1. Similarly, the gaseous component of the average spectrum was added to the datacube reconstructed from vector E_{1b} and all others, from 2 to 10, obtaining now a flux calibrated gaseous cube ($I'_{ij\lambda}(gas)_0$). This decomposition of the average spectrum and their addition to the respective datacube can be done because the stellar and gaseous components add up linearly; so we end up

having two flux calibrated datacubes in such a way that, if added together, they form the original calibrated datacube, except for the discarded noise.

7.6 Extracting the AGN spectrum

Finally we can extract the flux calibrated AGN spectrum from the flux calibrated cube ($I'_{ij\lambda}(gas)_0$). Notice that, both for constructing this cube and for calibrating it, PCA was crucial. As we know the location of the AGN (from Figs. 4 and 5), the extraction can be made taking a circular aperture of radius 0.5 arcsec (Fig 8). The flux of the broad component of H α is $\sim 2.14 \times 10^{-13}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$. This corresponds to a luminosity of the broad H α component of $L \sim 6.14 \times 10^{38}$ erg s $^{-1}$. This luminosity is similar to that of NGC 4395, known currently as the least luminous Seyfert galaxy (Filippenko & Sargent 1989).

With a distance of 4.9 Mpc, this is one of the nearest type 1 AGN. Other objects with similar distances are M81, with a distance of 3.5 Mpc, NGC 4395 (4.1 Mpc) and Cen A (4.3 Mpc).

8 DISCUSSION AND CONCLUSIONS

In this paper we presented the method of PCA Tomography and showed that it has differences and advantages when compared to traditional methods for analysing datacubes. With traditional spectroscopic techniques it would be difficult to show the existence of the BLR/AGN in NGC 4736; even more difficult would be to determine the position of the

BLR with the accuracy we obtained here. The main results of this method can be summarized as follows:

(1) PCA Tomography identifies eigenvectors, ordered in form of principal components according to the rank of the corresponding eigenvalues. Tomograms are images that represent “slices” of the data in the eigenvectors space. The association of tomogram with eigenvectors is important for the interpretation of both. One can associate spectral characteristics to image features or *vice-versa*.

(2) One of the main advantages of PCA Tomography is the dimensional reduction. Instead of analysing tens of millions of pixels, one compresses the relevant information to a dozen of eigenvectors and tomograms that present these data in an organized fashion. This is also important for the data compression and transmission.

(3) The fact that the eigenvectors are orthogonal among themselves is important for their handling and interpretation. When the datacube present uncorrelated physical phenomena, the orthogonality may be useful for identifying them.

(4) The reconstruction of the datacube with original format, but with separated (and eventually treated) components associated to distinct eigenvectors allows extracting spectra or images in order to isolate a given feature.

(5) Besides, by selecting the eigenvectors or tomograms with certain correlations or anti-correlations, one can enhance features by reconstructing datacubes in original format with tomograms normalized to unit variance. This enhances the desired feature but may also increase the noise.

(6) Various types of noise may be eliminated or corrected by selecting their eigenvectors and tomograms: cosmic rays, hot/cold pixels etc.

(7) Flux calibration of the reconstructed datacubes is possible by adding the average spectrum. However, this is only possible directly when one takes into account all the components. In other situations, calibration might be possible but could be subtle. We illustrate this by applying the procedure to a specific case.

In order to illustrate the PCA methodology we applied it to the central region of the LINER galaxy NGC 4736. The dimensional reduction of the data allowed the identification of characteristics that were unknown in advance. For example, we identify a type 1 nucleus, of very low luminosity, displaced from the centre of the stellar bulge. By handling the eigenvectors and tomograms we were able to display the spectra and locate the BLR (Figs. 4 and 5) of this AGN with respect to the galactic stellar bulge (Fig. 6).

Those interested in software for PCA Tomography may obtain it on the PCA Tomography Homepage, at <http://www.astro.iag.usp.br/~pcatomography>.

ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank FAPESP – Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo – for financial support under grants 06/05203-3 and 05/03323-9. We would also like to thank R. Cid Fernandes, L. Sodré, Lucia Barroso and Keith

Taylor for their careful reading of the manuscript and valuable suggestions. We are also indebted to the referee, Coryn Bailer-Jones, for many generous comments that allowed us to improve this paper.

REFERENCES

- Allington-Smith J. et al., 2002, *PASP*, 114, 892
 Bailer-Jones C.A.L, Irwin M., von Hippel T., 1998, *MNRAS*, 298, 361
 Boroson T.A., 2002, *ApJ*, 565, 78
 Cid Fernandes R. et al., 2004, *ApJ*, 605, 105
 Deeming T., 1964, *MNRAS*, 127, 493
 Eracleous M., Shields J.C., Chartas G., Moran E.C., 2002, *ApJ*, 565, 108
 Filippenko A.V., 1982, *PASP*, 94, 715
 Filippenko A.V., Sargent W.L.W., 1989, *ApJ*, 342, L11
 Fukunaga K., 1990, *Statistical Pattern Recognition*, Second Edition, Academic Press Inc.
 Hair J.F.Jr, Anderson R.E., Tatham R.L., Black W.C., 1998, *Multivariate data Analysis*, 5th edition, Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ
 Heckman T.M., 1980, *A&A*, 87, 152
 Hook I.M., Jorgensen I., Allington-Smith J.R., Davies R.L., Metcalfe N., Murowinski R.G., Crampton D., 2004, *PASP*, 116, 425
 Johnson R.A., Wickern D.W., 1998, *Applied Multivariate Statistical Analysis*, 4th edition, Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ
 Lahav O., Naim A., Sodré L., Storrie-Lombardi M.C., 1996, *MNRAS*, 283, 207
 Lucy L., 1974, *A&A*, 289, 983
 Murtag F., Heck A., 1987, *Multivariate Data Analysis*, Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland
 Re Fiorentin P., Bailer-Jones C.A.L., Lee Y.S., Beers T.C., Sivarani T., Wilhelm R., Allende Prieto C., Norris J.E., 2007, *A&A*, 467, 1373
 Richardson W., 1972, *J. Opt. Soc. Am.*, 62, 55
 Sodré, L., Cuevas, H., 1997, *MNRAS*, 287, 137
 Steiner J.E., Menezes R.B., Ricci T.V., Oliveira A.S., Cid Fernandes R., 2008, in preparation.
 Warren J.S. et al., 2005, *ApJ*, 634, 376
 Whitney C.A., 1983, *A&AS*, 51, 443

APPENDIX A: PRINCIPAL COMPONENTS OF NGC 4736

Below we show the eigenvectors and tomograms of the 8 principal components of the nuclear region of LINER galaxy NGC 4736.

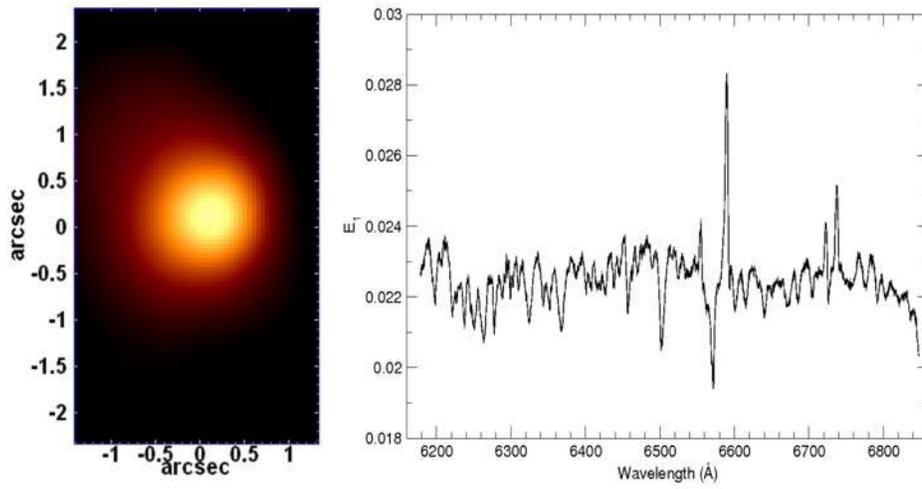


Figure A1. Tomogram of the principal component 1 and respective eigenspectrum.

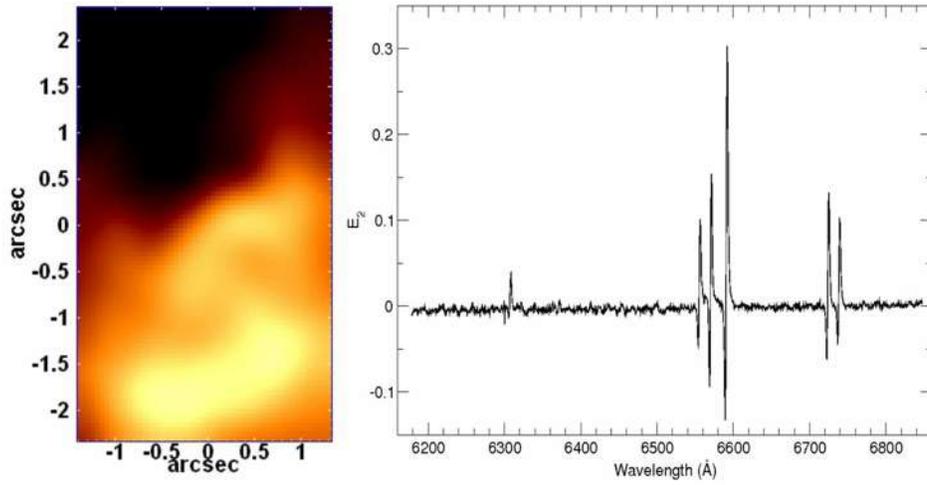


Figure A2. Tomogram of the principal component 2 and respective eigenspectrum.

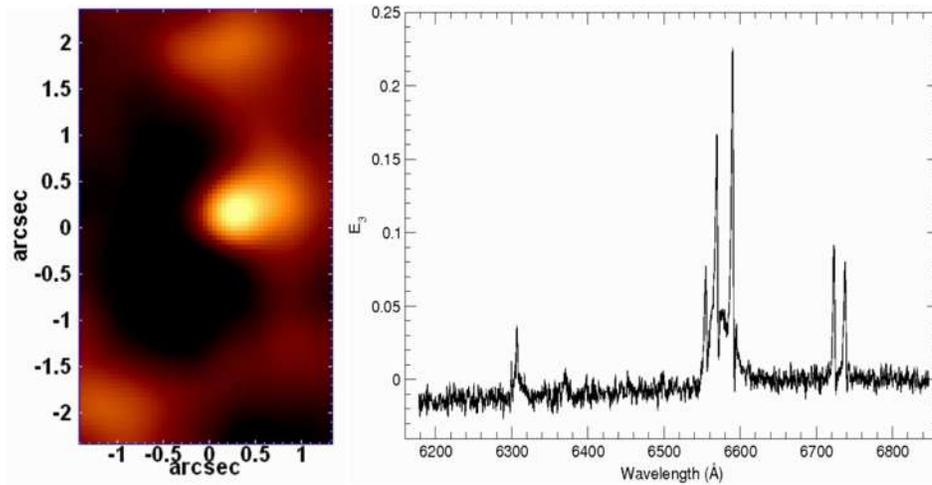


Figure A3. Tomogram of the principal component 3 and respective eigenspectrum.

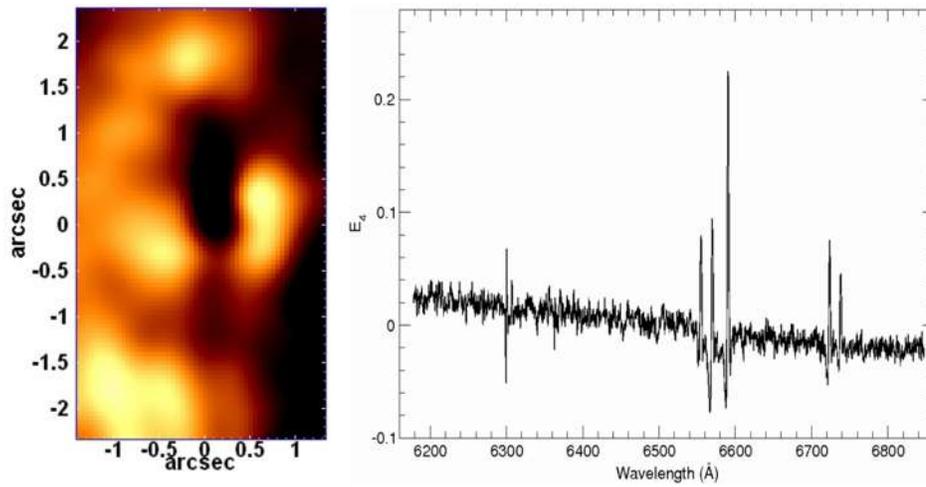


Figure A4. Tomogram of the principal component 4 and respective eigenspectrum.

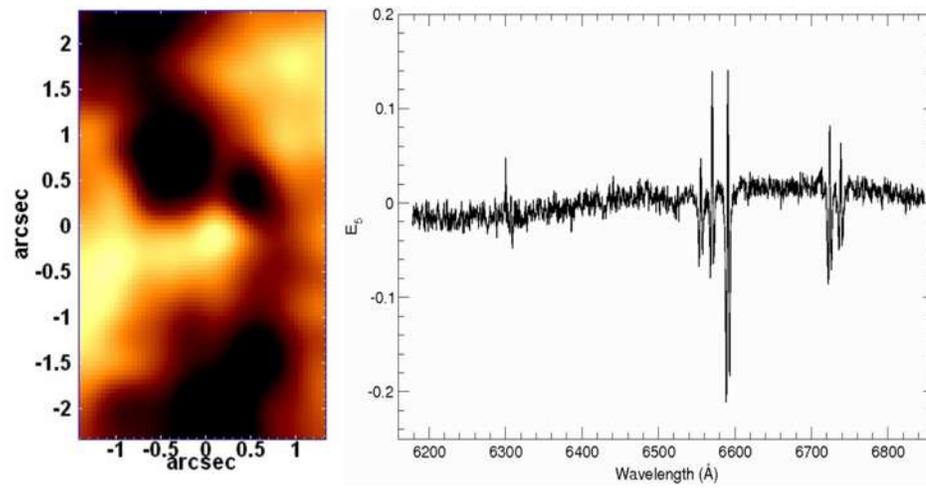


Figure A5. Tomogram of the principal component 5 and respective eigenspectrum.

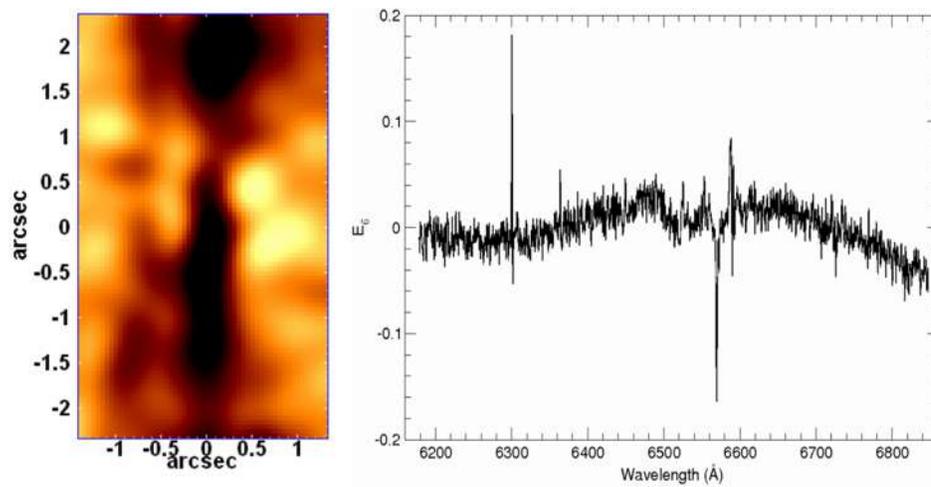


Figure A6. Tomogram of the principal component 6 and respective eigenspectrum.

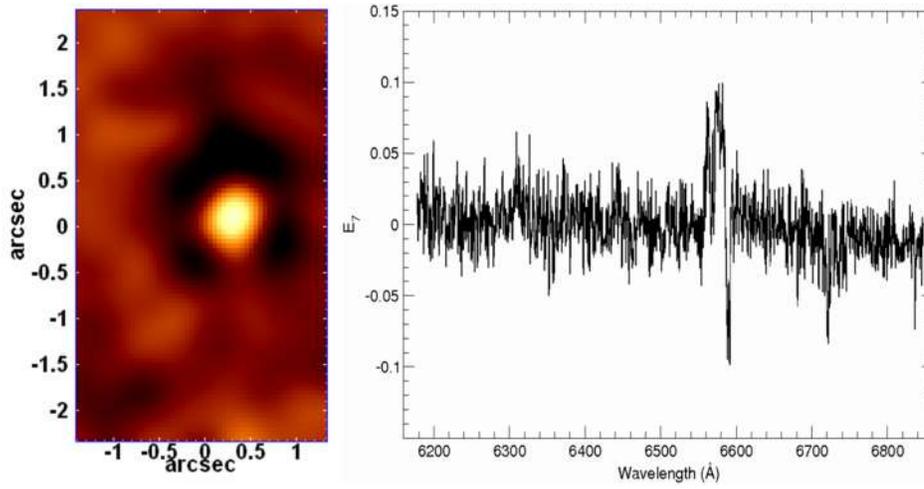


Figure A7. Tomogram of the principal component 7 and respective eigenspectrum.

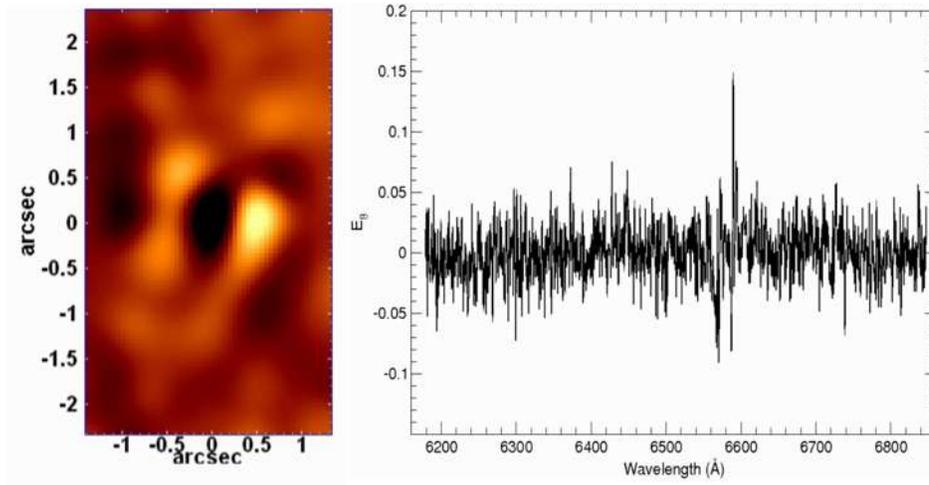


Figure A8. Tomogram of the principal component 8 and respective eigenspectrum.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)