

Jáderson da Silva Schimoia

Variações rápidas do perfil de duplo-pico em $H\alpha$ do núcleo de NGC 1097

Porto Alegre

10 de outubro de 2011

Jáderson da Silva Schimoia

Variações rápidas do perfil de duplo-pico em $H\alpha$ do núcleo de NGC 1097

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

INSTITUTO DE FÍSICA
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

Porto Alegre

10 de outubro de 2011

Para meu pai.

Agradecimentos

Algumas vezes tomamos caminhos incertos quando perseguimos ideais, muitas vezes esses ideais mudam e juntamente com eles, nós mudamos... mudamos devido ao que deixamos para trás, mas principalmente devido ao que encontramos pela frente.

Agradeço aos meus pais, que mesmo à distância se esforçaram para manterem-se presentes e sempre apoiaram minha escolha profissional. Agradeço à minha irmã e meu cunhado pelo acolhimento nos meus primeiros meses em Porto Alegre.

Ao Graciliano Trindade Marques pelos “infinitos” cafés e pela incansável companhia.

À minha orientadora, Thaisa Storchi Bergmann, por toda paciência e estímulo mas principalmente por toda a paixão que tem e transmite pela ciência.

Aos meus colegas de astrofísica agradeço pelas conversas produtivas e pela amizade, e especialmente ao Eduardo Balbinot pelas muitas aulas de Python.

Agradeço aos colaboradores Rodrigo S. Nemmen e Claudia Winge por contribuírem de diversas formas para a realização deste trabalho.

Jáderson da Silva Schimoia

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Agosto de 2010

Abstract

The spiral barred galaxy NGC 1097 has a low luminous active galactic nucleus classified as LINER, which in 1991, through spectroscopic observations, was found to be the first LINER emitting broad double-peaked Balmer lines (FWHM $\sim 10,000$ km s⁻¹). After the discovery, the double-peaked profile was monitored for the following 11 years, and its variability was attributed to the rotation of gas in a non-axisymmetric Keplerian disk. During the monitoring, the presence of the profile became gradually less evident, nearly disappearing from the spectra in 2001. In 2006, Nemmen et al. modelled the spectral energy distribution for this active nucleus as due the emission from an “ion torus” located in the inner parts of the disk, in a radiatively inefficient accretion flow regime (RIAF), which would be the ionizing source of the gas in the disk. In this work we present eleven new spectroscopic observations of the nucleus of the galaxy NGC 1097 obtained with the Gemini South Telescope, from March 2010 to March 2011. From our observations we found that the profile did not disappear; on the contrary, in December 2010, it became even stronger than in previous observations, and its variability is present again. We used two accretion disk models to fit theoretical profiles to our data. Both models consist of gas rotating in a Keplerian disk, in which the line emitting portion is bound by an inner and an outer radius, having a non-axisymmetric emissivity in the form of a spiral arm. From our modelling we constrained a rotation period for the spiral arm between 17 and 18 months. The observations of the profiles displayed variation on two time scales: (1) the first, of 7 days, was interpreted as the light travel time between the central ionizing source and the accretion disk. (2) the second, from 5 to 6 months, was attributed to the rotation time scale of the spiral arm. This work supports the evidence from previous works that broad double-peaked Balmer emission lines in NGC 1097 and possibly in other LINERs originate from an accretion disk ionized by a central RIAF.

Resumo

A galáxia espiral barrada NGC 1097 possui um núcleo ativo do tipo LINER (do inglês, Low-Ionization Nuclear Emission Line Region) de baixa luminosidade, o qual em 1991, através de observações espectroscópicas, foi descoberto como o primeiro LINER emissor de linhas da série de Balmer largas ($\text{FWHM} \sim 10.000 \text{ km s}^{-1}$) com duplo-pico. Após a sua descoberta, o perfil de duplo-pico foi monitorado pelos 11 anos seguintes e a sua variabilidade foi atribuída à emissão de gás de um disco em rotação Kepleriana não axialmente simétrico. Durante o monitoramento, a presença do perfil ficou gradativamente menos evidente, quase desaparecendo nas observações de 2001. Em 2006 Nemmen et al. modelou a distribuição espectral de energia deste núcleo ativo como devido à emissão por um “toróide de íons” que estaria localizado na parte interna do disco, num regime de acreção radiativamente ineficiente (RIAF), que seria a fonte responsável pela ionização da parte mais externa do disco (que emite a linha de duplo-pico). Neste trabalho apresentamos onze novas observações espectroscópicas do núcleo da galáxia NGC 1097 obtidas com o Telescópio Gemini Sul, entre Março de 2010 e Março de 2011. A partir destas observações constatamos que a emissão da linha em duplo-pico não desapareceu; pelo contrário, tornou-se mais intensa em Dezembro de 2010 do que nas observações anteriores, e sua variabilidade está novamente presente. Utilizamos dois modelos de discos de acreção para modelar a variabilidade no perfil observado. Ambos os modelos consistem de gás em rotação em um disco Kepleriano, cuja porção emissora de linhas é delimitada por um raio interno e um externo. Além disso, possui uma emissividade axialmente assimétrica sob a forma de um braço espiral. Através dos modelos vinculamos um período de rotação para o braço espiral entre 17 e 18 meses. A observação dos perfis revelou duas escalas de tempo de variação: (1) a primeira, de 7 dias, que interpretamos como a escala de tempo de viagem dos fótons emitidos pela fonte ionizante central até o disco de acreção. (2) a segunda, de 5 - 6 meses, é atribuída à escala de tempo de rotação do braço espiral no disco. Este trabalho reforça as evidências obtidas em trabalhos anteriores de que as linhas de emissão de duplo-pico da série de Balmer observadas em NGC 1097, e possivelmente também em outros LINERs, são provenientes de gás em rotação num disco de acreção ionizado por um RIAF central.

Sumário

1	Introdução	p. 7
1.1	Assinatura cinemática do disco de acreção	p. 10
1.2	A importância dos perfis em duplo-pico	p. 12
1.3	O caso da galáxia NGC 1097	p. 13
1.4	Objetivos	p. 15
2	Short timescale variations of the Hα double-peaked profile of the nucleus of NGC 1097	p. 17
3	Conclusões e perspectivas	p. 30
3.0.1	Modelagem dos perfis	p. 31
3.0.2	As escalas de tempo de variação	p. 33
3.0.3	Comparação com trabalhos anteriores	p. 33
3.0.4	Perspectivas	p. 34
	Apêndice A – Cálculos computacionais dos modelos	p. 35
	REFERÊNCIAS	p. 39

1 Introdução

Núcleos ativos são regiões espacialmente não resolvidas no centro das galáxias – o que para as mais próximas significa uma região menor que um parsec – que apresentam uma distribuição espectral de energia que não pode ser explicada somente através da radiação proveniente de estrelas. Utilizaremos neste trabalho a sigla usual da literatura AGN – do inglês, *Active Galactic Nuclei* para nos referirmos aos Núcleos Ativos de Galáxias.

A questão fundamental sobre os AGNs reside em explicar como a energia emitida sob a forma de radiação é produzida, já que as luminosidades típicas para esses objetos situam-se entre as luminosidades bolométricas $L_{Bol} \sim 10^{42}$ e $L_{Bol} \sim 10^{48}$ erg s⁻¹. Os AGNs mais luminosos, que são os Quasares (*Quasi-Stellar Radio Source*) superam, em muitos casos, a luminosidade típica de uma galáxia (10^{44} erg s⁻¹). Para entender o que isto significa, lembramos que a luminosidade do Sol é $L_{\odot} = 3.9 \times 10^{33}$ erg s⁻¹. Isto significa que para atingirmos a luminosidade de 10^{46} erg s⁻¹, típica de um AGN, precisaríamos ter aproximadamente 10^{13} estrelas confinadas em uma região menor que um parsec cúbico. Tendo em vista que este número é praticamente a população estelar total em uma galáxia essa hipótese se torna inviável.

O modelo mais aceito para explicar a alta luminosidade dos AGNs é a acreção de matéria a um Buraco Negro supermassivo (massas entre 10^6 e $10^9 M_{\odot}$) – que representaremos pela sigla SMBH – no núcleo das galáxias. O gás disponível para acreção pode ser proveniente de nuvens de gás capturadas da vizinhança ou de estrelas que se aproximam e são rompidas pelas forças de maré do SMBH. Devido à conservação de momento angular esse material se distribui sob a forma de um disco circundante conhecido como *disco de acreção*.

Embora não resolvidos espacialmente, os AGNs possuem uma série de características espectroscópicas, fotométricas e cinemáticas que são explicadas através de um conjunto de subestruturas:

- i. *Buraco Negro supermassivo central*: objeto com massa entre 10^6 e $10^9 M_{\odot}$ possuindo

um horizonte de eventos delimitado pelo raio de Schwarzschild:

$$R_{Sch} = \frac{2GM_{\bullet}}{c^2} \quad (1.1)$$

Onde M_{\bullet} é a massa do SMBH, G é a constante gravitacional e c é a velocidade da luz. Para SMBHs com massas entre 10^6 e $10^9 M_{\odot}$ o raio de Schwarzschild fica entre $10^{-7} \lesssim R_{Sch} \lesssim 10^{-4}$ parsec.

- ii. *Disco de Acreção*: O disco de acreção tem papel fundamental no processo de acreção de matéria ao Buraco Negro central, uma vez que, através dele, a energia potencial gravitacional liberada pela massa capturada se transforma em energia cinética, térmica e radiativa. O modelo mais simples para o disco de acreção é geometricamente fino e óticamente espesso que está em rotação diferencial. Assumindo uma dissipação local de energia, a emissão térmica dos anéis concêntricos do disco pode ser aproximada pela emissão de corpos negros, cada um com uma temperatura que decresce à medida que aumenta a distância em relação ao buraco negro, e que pode ser expressa pela Eq. 1.2 (Frank et al., 2002):

$$T(r) \approx 6.3 \times 10^5 (\dot{M}/\dot{M}_E)^{1/4} M_8^{-1/4} \left(\frac{r}{R_{Sc}} \right)^{-3/4} \quad (1.2)$$

Onde \dot{M}/\dot{M}_E ¹ representa a taxa de acreção do BNSM em relação a taxa de acreção de Eddington, M_8 é a massa do SMBH em unidades de $10^8 M_{\odot}$ e r/R_{Sc} é raio do anel em termos do raio de Schwarzschild. Para um buraco negro de $10^8 M_{\odot}$ acretando a uma taxa de Eddington, a temperatura das regiões mais internas do disco pode ser estimada em $T \approx 6.3 \times 10^5$ K. Para esta temperatura a emissão de corpo negro tem um pico em frequência de $\approx 3.6 \times 10^{16}$ Hz, no extremo ultravioleta do espectro, correspondente a uma energia do fóton de ~ 150 eV². Na Distribuição Espectral de Energia (*Spectral Energy Distribution – SED*) de muitos AGNs, como por exemplo, Quasares e galáxias Seyferts, existe um evidente excesso na região do azul - ultravioleta. Tal excesso ficou conhecido como “*big blue bump*”, e foi atribuído à emissão térmica provinda justamente deste disco de acreção geometricamente fino e óticamente espesso circundando o SMBH (Shields (1978) e Malkan et al. (1983)). O “*big blue bump*” foi a primeira evidência fotométrica da presença dos discos de acreção como estrutura componente dos AGNs.

- iii. *Região de Linhas Largas* (Broad-Line Region – BLR): Muitos espectros de AGNs apre-

¹Para uma discussão detalhada sobre a taxa de acreção de Eddington ver Peterson (1997), Cap. 3

²Da derivada da função de Planck: $v_{\text{máx}} = 2.8kT/h$, onde $k = 1.381 \times 10^{-16}$ erg K⁻¹ é a constante de Boltzmann e $h = 6.626 \times 10^{-27}$ erg s é a constante de Planck.

sentam linhas de emissão do Hidrogênio, como $H\alpha$ $\lambda 6564 \text{ \AA}$ e $H\beta$ $\lambda 4862 \text{ \AA}$ bem como linhas de emissão do Hélio, muito largas, com valores de largura a meia altura ou FWHM (*Full Width Half Maximum*) tipicamente na faixa de $2000 \text{ km s}^{-1} \lesssim FWHM_{\text{Broad}} \lesssim 5000 \text{ km s}^{-1}$. Atribui-se a ionização dessas nuvens à radiação da fonte central (o disco de acreção) e suas altas velocidades ao movimento orbital das nuvens em torno do SMBH. Dimensões típicas da BLR têm sido obtidas através de Mapas de Reverberação (*Reverberation Mapping*) por Brad Peterson e colaboradores (Peterson & Wandel (2000), Peterson et al. (2004)). Esta técnica consiste em monitorar a emissão do contínuo e das linhas largas, assumindo que variações no fluxo destas últimas são causadas por variações no contínuo. Medindo o atraso entre as variações das linhas e as do contínuo, obtêm-se o tempo de viagem da luz entre a fonte central e a BLR, e assim a distância entre as duas.

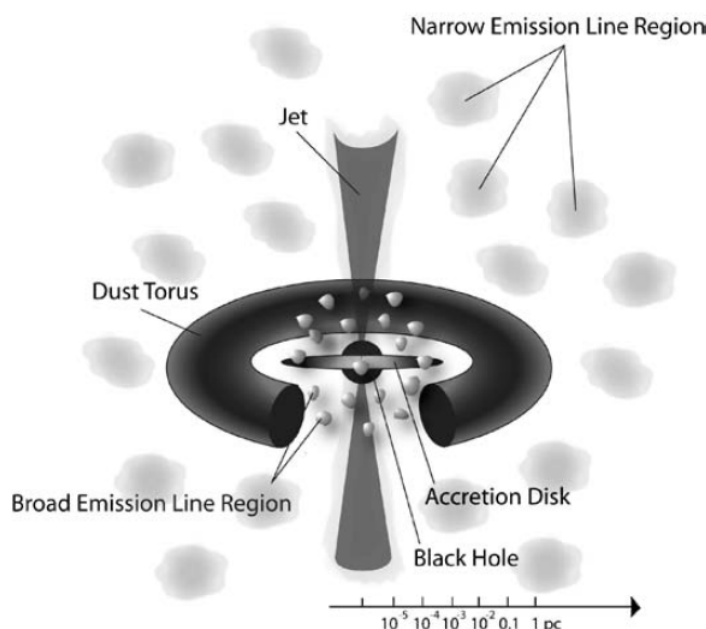


Figura 1.1: Representação esquemática das principais estruturas de um AGN e de suas escalas: SMBH, disco de acreção, região de linhas largas – BLR, o toróide de poeira, a região de linhas estreitas – NLR e os jatos relativísticos. Figura retirada de Ferrarese & Ford (2005).

- iv. *Toróide de Poeira*: O toróide de poeira é uma estrutura com raio interno determinado pela distância de sublimação da poeira ($T \approx 1300\text{K}$), ou seja, ele começa a existir a uma distância na qual a poeira tem condições de sobreviver à radiação proveniente da região nuclear. As dimensões típicas do raio interno do toróide tem sido obtidas também através de mapas de reverberação (Suganuma et al., 2006), em que é medido o atraso entre variações no contínuo ótico (originário da fonte ionizante central) e na banda espectral K (centrada em $2.2 \mu\text{m}$, assumida originária das regiões mais internas do toróide). Mapas de reverberação para NGC 4151 (Koshida et al., 2009) mediram um atraso de ≈ 50 dias

= 0.04 pc entre estas variações, o que corresponderia então ao raio da borda interna do toróide de poeira, o qual emite como um corpo negro de temperatura ≈ 1000 K (Riffel et al., 2009).

- v. *Região de Linhas Estreitas* (Narrow-Line Region – NLR): A NLR se localiza a distâncias que variam de dezenas a centenas de parsecs do SMBH central, sendo formada por nuvens de gás a baixas velocidades. A emissão da NLR é portanto estendida, sendo a única estrutura do AGN espacialmente resolvida no óptico. As baixas densidades do gás, entre 10^2 cm^{-3} e 10^4 cm^{-3} , permitem a presença de linhas de emissão proibidas³, as quais são excitadas colisionalmente, como por exemplo, [O I] $\lambda 6300$ (baixa ionização) e [O III] $\lambda \lambda 4959, 5007$ (alta ionização). A FWHM para as linhas de emissão da NLR possui valores entre $200 \lesssim FWHM_{Narrow} \lesssim 900 \text{ km s}^{-1}$, indicando que as velocidades do gás emissor da NLR são menores comparadas às velocidades das nuvens da BLR.
- vi. *Jatos de partículas relativísticas*: Além da estruturas já descritas acima, pode ainda ocorrer a emissão de jatos de partículas relativísticas, colimados por campos magnéticos, gerados na borda interna do disco de acreção.

1.1 Assinatura cinemática do disco de acreção

Até 1989, assinaturas cinemáticas da presença de discos e acreção só eram conhecidas em variáveis cataclísmicas. Estas variáveis são estrelas duplas próximas em que uma das componentes é em geral uma estrela anã branca e captura matéria da companheira, tal matéria se transfere para a sua companheira Anã Branca formando um disco de acreção (Robinson, 1976). As assinaturas cinemáticas do disco de acreção são perfis de linhas de emissão do Hidrogênio alargadas ($\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$, Syer & Clarke (1992)) com uma estrutura de duplo-pico, como ilustrado na Fig. 1.2. Essa estrutura é atribuída a um gás emissor em rotação num disco Kepleriano inclinado em relação a linha de visada em que o pico azul (em “*blueshift*”) corresponde à emissão da linha pelo lado do disco que se aproxima do observador, e o pico vermelho (em “*redshift*”) à emissão pelo lado do disco que se afasta do observador.

Chen & Halpern (1989) modelaram pela primeira vez o perfil das linha largas (FWHM da ordem de $\sim 10.000 \text{ km s}^{-1}$) de duplo-pico de $H\alpha$ e $H\beta$ da galáxia ativa Arp 102B (observada pela primeira vez por Stauffer et al. (1983)) através de um disco de acreção circular, Kepleriano e relativístico. Neste modelo o disco é geometricamente fino, inclinado em relação à linha de

³Para um gás a baixíssimas densidades, como o da NLR, os estados metaestáveis dos átomos – com tempos de vida maiores que 1 s – não são desexcitados colisionalmente. Assim, as linhas proibidas decorrem das transições envolvendo estados metaestáveis.

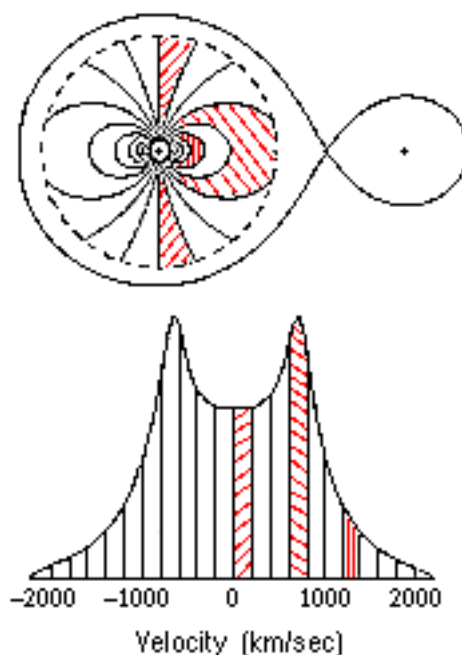


Figura 1.2: Ilustração de um disco de acreção em variáveis cataclísmicas (acima) e o perfil de uma linha de emissão proveniente do disco (abaixo). Na parte de cima da figura são mostradas curvas de isovelocidades para um observador que observa o disco de perfil a partir do lado de baixo da figura. As asas do perfil de duplo-pico são provenientes das regiões mais internas do disco enquanto que a região central do perfil é proveniente das regiões mais externas.

visada, e a região emissora de linhas é delimitada por um raio interno não muito menor do que o externo, de forma que a estrutura se assemelha mais a um anel do que a um disco. O alargamento da linha $H\alpha$ e sua estrutura em duplo-pico são causados pela rotação do gás no disco. Além de Arp 102B, rádio galáxias como 3C 332 (Halpern et al., 1990) e 3C 390.3 (Perez et al., 1988) também apresentaram emissão de linhas largas da série de Balmer com duplo-pico que foram explicadas como provenientes de anéis de acreção emissores de linhas. Estas três galáxias podem ser consideradas como protótipos de núcleos ativos emissores de perfis de duplo-pico.

Para produzir linhas de emissão, o gás no anel precisa ser ionizado. Originalmente, Chen & Halpern (1989) propuseram que o contínuo ionizante seria originado numa estrutura toroidal localizada dentro do raio interno do anel emissor (Fig. 1.3). Este “toróide” de íons (Rees et al., 1982) seria responsável pela ionização do gás no anel. O modelo físico para esta estrutura toroidal foi desenvolvido mais recentemente e é conhecido como RIAF (Radiatively Inefficient Accretion Flow, Narayan & McClintock (2008)). O disco de acreção seria então composto por um RIAF interno que ioniza um disco geometricamente fino externo (modelo mais simples).

Num RIAF o aquecimento do gás devido à dissipação viscosa é muito maior que o resfriamento devido à emissão de radiação; dessa forma, a energia térmica é armazenada no gás, que se

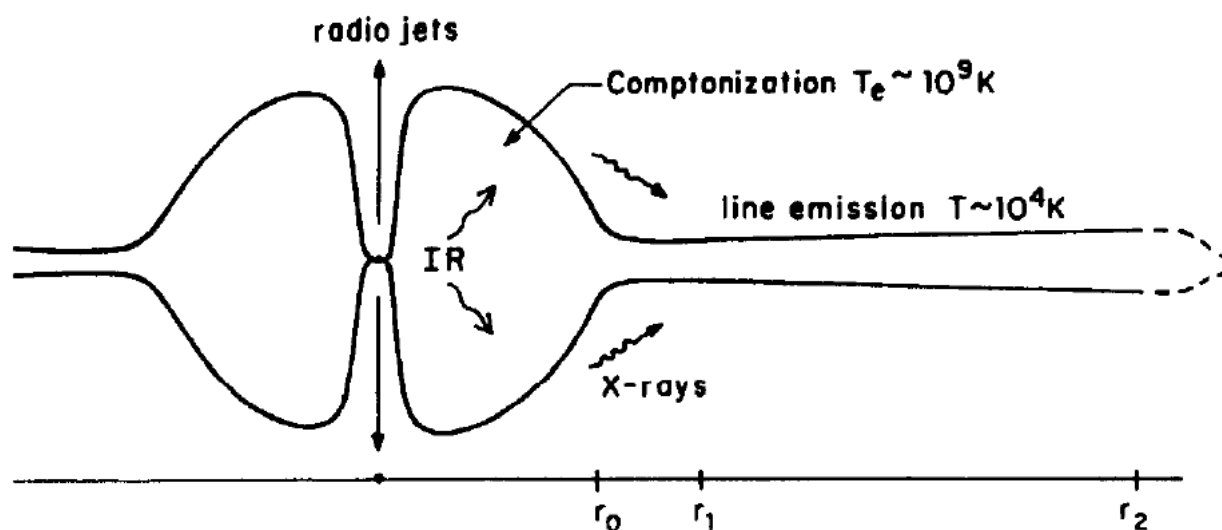


Figura 1.3: Ilustração da estrutura central do disco de acreção, um toróide de íons responsável pela ionização do gás no disco fino. Imagem extraída de Eracleous et al. (1998).

torna muito quente, e, posteriormente, é acreta pelo SMBH. Os RIAFs são geometricamente espessos e óticamente finos (“transparentes”) e sua associação a discos externos geometricamente finos e óticamente espessos parece ser a estrutura dominante entre os AGNs emissores de duplo-pico. A temperatura dos elétrons no toróide de íons é $T_e \sim 10^9$ K e o resfriamento é devido principalmente ao efeito Compton inverso e à radiação sincrotrônica, os quais tem sua maior contribuição na região espectral dos raios-X. Essa emissão em raios-X dá origem a um contínuo “duro” não térmico com energia suficiente para ionizar o disco fino, (temperatura $T \sim 10^4$ K) que gera assim as linhas de Balmer.

1.2 A importância dos perfis em duplo-pico

Como dito acima, a emissão em duplo-pico é originária do disco de acreção, o qual não pode ser resolvido espacialmente, mas cuja cinemática pode ser estudada através dos perfis da linha. Como ilustrado na Fig. 1.2, o perfil permite o mapeamento do disco no espaço de velocidades, e muitas informações sobre a estrutura do disco podem ser obtidas (Diaz et al., 1991; Puebla et al., 2011). Embora as escalas de variação dos perfis de duplo-pico dos AGNs sejam esperadas como muito maiores que as escalas de variação dos perfis em variáveis cataclísmicas, o monitoramento a longo prazo de AGNs com duplo-pico tem revelado que variações no perfil da linha de fato ocorrem e podem estar relacionados a mudanças estruturais no disco.

Os AGNs emissores de duplo-pico foram estudados pela primeira vez como uma nova “classe” por Eracleous et al. (1994), a qual foi reconhecida como “disklike emitters” (na maio-

ria são galáxias rádio) pois suas características comuns, (1) FWHM média $\approx 12,000 \text{ km s}^{-1}$ e (2) grande intensidade relativa das linhas de baixa ionização, foram explicadas no contexto da modelagem através de discos de acreção axialmente simétricos.

Strateva et al. (2003) estudaram uma amostra de 116 AGNs com duplo-pico no Sloan Digital Sky Survey e compararam com a população total de AGNs até redshift $z = 0.332$ encontrando, (1) os AGNs emissores de duplo-pico tiveram em média a FWHM 6 vezes mais alargada que os AGNs da população total; (2) tiveram uma probabilidade de 60% maior de serem fontes de rádio, sendo 12% classificados como LINERs. Modelando os espectros nucleares dos emissores de duplo-pico da amostra através dos modelos de disco de acreção discutidos por Chen & Halpern (1989) e Eracleous et al. (1995) também encontraram que todos os discos possuem inclinação menor que 50° e que 60% deles exigem algum tipo de assimetria na modelagem. Além disso, estimaram que cerca de 3% da população de AGNs com $z < 0.332$ devem ser do tipo emissor de duplo-pico cuja emissão é proveniente do disco de acreção.

Mais recentemente Lewis et al. (2010) reportam um estudo sobre o monitoramento ao longo de quase 10 anos de 20 emissores de duplo-pico, cujas principais características são: (1) em todos os objetos o perfil da linha teve variações em escalas de tempo de anos (em alguns casos menos), as quais foram atribuídas à mudanças na emissividade do disco (“lumps”); (2) todos os objetos em alguma época apresentaram um perfil em que o pico vermelho estava mais intenso que o pico azul. Isto foi atribuído a assimetrias no disco de acreção pois em um disco axialmente simétrico é esperado que o pico azul seja mais intenso que o pico vermelho devido ao “Doppler Boosting”.

Assim, os emissores de duplo-pico ou “disklike emitters” são uma importante classe numericamente representativa em relação à população total de AGNs, na qual o perfil em duplo-pico da linha $H\alpha$ é entendido como proveniente de um disco de acreção. Os perfis observados variam em escalas de tempo de anos ou meses (ou ainda semanas) e essas mudanças têm sido atribuídas a mudanças na emissividade superficial do disco de acreção. Tais mudanças são modeladas através de discos de acreção axialmente assimétricos (braços espirais, pontos brilhantes e etc.) que objetivam mapear as assimetrias do perfil no espaço de velocidades.

1.3 O caso da galáxia NGC 1097

A NGC 1097 é uma galáxia de tipo morfológico de Hubble SBb (de Vaucouleurs et al., 1991, 3v) localizada a uma distância de 14.5 Mpc (Storchi-Bergmann et al., 1993) e seu núcleo ativo classifica-se como LINER (*Low-Ionization Nuclear Emission-Line Region*, Heckman et

al. (1980)) do tipo 2 (Phillips et al., 1984).

O núcleo ativo de NGC 1097 tem notável importância pois foi o primeiro AGN do tipo espectral LINER descoberto possuindo linhas largas de $H\alpha$ com duplo-pico (Storchi-Bergmann et al., 2003). Observações anteriores deste objeto não revelaram a presença do perfil de duplo-pico. Por isto, a linha larga foi atribuída a um evento transiente, como a captura de uma nuvem de gás que se aproximou dando origem a um disco de acreção. Em seguida, outros LINERs foram descobertos como emissores de duplo-pico em observações realizadas com o telescópio espacial *Hubble*, como M 81 (Bower et al., 1996), NGC 4203 (Shields, 1978), NGC 4450 (Ho et al., 2000) e NGC 3065 (Eracleous & Halpern, 2001).

Após a sua descoberta em 1991, o perfil de duplo-pico de NGC 1097 foi monitorado durante os anos seguintes com observações espaçadas por intervalos de tempo de meses a anos. Em 1995, Storchi-Bergmann et al. (1995) reportam, pela primeira vez, a presença de variabilidade nas características do perfil. Após mais alguns anos de acompanhamento tal variabilidade foi modelada por Storchi-Bergmann et al. (1997) através da precessão de um disco de acreção Kepleriano, elíptico e relativístico emissor de linhas, utilizando a prescrição de Eracleous et al. (1995). Após onze anos de observações, Storchi-Bergmann et al. (2003) modela a variabilidade do perfil através de dois modelos: o modelo de disco de acreção elíptico Eracleous et al. (1995) e um modelo de disco de acreção circular com assimetria na emissividade causada por um braço espiral Storchi-Bergmann et al. (2003). A partir de 10 anos de monitoramento do perfil, as principais conclusões obtidas das observações foram:

- i. O modelo de disco circular com braço espiral reproduziu melhor as variações nas características do perfil do que o modelo de disco elíptico. Tais variações foram interpretadas como ocasionadas pela precessão do braço espiral no disco, e pela variação da sua emissividade, de forma que o contraste entre o braço espiral era maior para as primeiras observações e foi diminuindo com o tempo.
- ii. A região emissora de linhas do disco de acreção foi modelada como compreendida entre um raio interno de $225 R_{Sch}$ e um raio externo de $800 R_{Sch}$.
- iii. Quando comparadas com a época da descoberta do perfil (1991), as últimas épocas de observação exibiram um fluxo integrado da linha larga muito menor. Na última época de observação (2001) o perfil havia quase desaparecido.
- iv. Verificou-se um deslocamento sistemático, em velocidade, do centróide do perfil, necessário para um melhor ajuste dos dados de algumas épocas, sugerindo a presença de

ventos observados em blueshift emanados do disco de acreção com velocidade da ordem de -450 km s^{-1} .

- v. O limite superior para o período de precessão do padrão espiral foi estimado entre 5 e 6 anos.

Na SED dos núcleos ativos de baixa luminosidade, como a NGC 1097, não se observa o “*big blue bump*” existente na SED de objetos mais luminosos como Quasares, indicando que o disco de acreção não é do tipo geometricamente fino e opticamente espesso. De fato, utilizando observações do contínuo desde os raios-X até as ondas de rádio do núcleo da NGC 1097, a fonte ionizante central foi modelada como sendo originada em um RIAF (Nemmen et al. 2006). O raio externo inferido para o RIAF que reproduziu as observações foi muito próximo a $225 R_{Sch}$, ou seja, consistente com o raio interno do anel emissor das linhas de duplo-pico (Storchi-Bergmann et al., 2003). A concordância entre o raio interno da parte geometricamente fina do disco emissor de linhas e o raio externo do RIAF através de duas modelagens independentes sugere que o cenário de RIAF interno que ioniza um disco fino externo deve estar correto. Como discutido acima, tal cenário já tinha sido proposto por Chen & Halpern (1989) para reproduzir o espectro e perfil de duplo-pico de Arp 102B, e recentemente por Ho para reproduzir a SED de LINERs em geral. Ho et al. (2008) defende que o “motor central” de um AGN composto pelas três componentes: (1) acreção radiativamente ineficiente, (2) disco fino truncado e (3) jatos de partículas é um cenário promissor, observacionalmente e fisicamente motivado para o entendimento dos núcleos ativos de baixa luminosidade. Mais recentemente Yu et al. (2011) modelaram a SED de AGNs de baixa luminosidade através do cenário descrito por Ho et al. (2008) e encontraram boa concordância entre os dados observacionais e os modelos das SEDs desses núcleos ativos, o que dá mais força para o cenário.

1.4 Objetivos

Com o objetivo de verificar se o perfil de duplo-pico de NGC 1097 estava ainda visível, e aproveitando a oportunidade de observações na modalidade de *Poor Weather* (em que as condições fotométricas da noite não são boas para observar alvos fracos) do Observatório Gemini, em Março de 2010 realizamos uma observação espectroscópica do núcleo da NGC 1097. Tal observação revelou que o perfil de duplo-pico estava tão brilhante quanto na sua descoberta em 1991, e por isso resolvemos monitorá-lo durante os meses seguintes. Os principais objetivos deste trabalho podem ser organizados em:

- i. Obter observações espectroscópicas recentes do perfil de duplo-pico da linha larga $H\alpha$ proveniente do núcleo da NGC 1097.
- ii. Verificar as previsões sugeridas pelo trabalho de Storchi-Bergmann et al. (2003): (1) de que o período de precessão do braço espiral é da ordem de 5.5 anos; (2) de que o perfil de duplo-pico estava se tornando cada vez mais largo e menos intenso, quase desaparecendo nas últimas épocas de observação. Isto foi interpretado como devido ao enfraquecimento da fonte ionizante central.
- iii. Reproduzir os perfis observados através de modelos de disco de acreção, primeiramente utilizando o mesmo cenário descrito em Storchi-Bergmann et al. (2003), e se necessário, utilizar outros cenários para explicar as características dos perfis.
- iv. Uma vez verificada a presença forte ainda da emissão em duplo-pico, obter observações mais frequentes, realizadas com intervalos de separação menores do que 1 ano, se possível com intervalo de dias a semanas. O objetivo destas observações é vincular uma escala de tempo de variação mínima para as características do perfil e entender qual o mecanismo físico responsável por estas variações.

2 *Short timescale variations of the $H\alpha$
double-peaked profile of the nucleus
of NGC 1097*

SHORT TIMESCALE VARIATIONS OF THE H α DOUBLE-PEAKED PROFILE OF THE NUCLEUS OF NGC 1097

JADERSON S. SCHIMOIA AND THAISA STORCHI-BERGMANN

Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Campus do Vale, Porto Alegre, RS, Brazil;
silva.schimoia@ufrgs.br

RODRIGO S. NEMMEN

NASA Goddard Space Flight Center, 8800 Greenbelt Road, Greenbelt, Maryland, USA

CLÁUDIA WINGE

Gemini South Observatory, c/o AURA Inc., Casilla 603, La Serena, Chile

AND

MICHAEL ERACLEOUS

Department of Astronomy and Astrophysics, the Pennsylvania State University,
525 Davey Lab, University Park, PA 16802, USA*The astrophysical Journal*, September 26

ABSTRACT

The broad (FWHM $\sim 10,000$ km s⁻¹) double-peaked H α profile from the LINER/Seyfert 1 nucleus of NGC 1097 was discovered in 1991, and monitored for the following 11 years. The profile showed variations attributed to the rotation of gas in a non-axisymmetric Keplerian accretion disk, ionized by a varying radiatively inefficient accretion flow (RIAF) located in the inner parts of the disk. We present and model eleven new spectroscopic observations of the double-peaked profile between March 2010 and March 2011, motivated by the finding that in March 2010 its flux was again strong, becoming, in December 2010, even stronger than in the observations of a decade ago. We also discovered shorter timescale variations than in the previous observations: (1) the first, of ~ 7 days, was interpreted as due to “reverberation” of the variation of the ionizing source luminosity, and the timescale of 7 days as the light crossing time between the source and the accretion disk; (2) the second, of ≈ 5 months, was attributed to the precession of the spiral arm, which was found to occur on the dynamical timescale. We used two accretion disk models to fit theoretical profiles to the new data, both having non-axisymmetric emissivities produced by the presence of a one-armed spiral. Our modeling constrained the precession period for the spiral as ≈ 18 months. This work supports our previous conclusion that the broad double-peaked Balmer emission lines in NGC 1097 – and probably also in other LINERs, originate from an accretion disk ionized by a central RIAF.

Subject headings: accretion, accretion disks — galaxies: individual (NGC 1097) — galaxies: nuclei — galaxies: Seyfert — line: profiles

1. INTRODUCTION

The barred spiral galaxy NGC 1097 has an active nucleus classified as LINER (Low-Ionization Nuclear Emission-Line Region, Heckman (1980)), whose spectrum was found to show transient broad (FWHM $\approx 10,000$ km s⁻¹) double-peaked Balmer lines (Storchi-Bergmann et al. 1993). The nucleus of NGC 1097 was the first LINER discovered displaying such lines, and, because of these broad lines, has also been classified as a Seyfert 1 galaxy. Later, other LINER nuclei were found displaying double-peaked Balmer lines, such as M 81 (Bower et al. 1996), NGC 4203 (Shields et al. 2000), and NGC 4450 (Ho et al. 2000).

The double-peaked H α profile of the MGC 1097 nucleus was monitored for the following 11 years after the discovery (Storchi-Bergmann et al. 2003) (SB03), showing variability in its width and relative intensity of the blue and red peaks. These variations were attributed to gas emission from a thin accretion disk, with a non-

axisymmetric perturbation in Keplerian motion around a supermassive black hole (hereafter SMBH), where the gas is ionized by a central source, (Eracleous et al. 1995; Storchi-Bergmann et al. 1995, 1997, 2003).

In the case of the prototypical double-peaked emitter Arp 102B, Chen & Halpern (1989) have shown that the double-peaked Balmer lines cannot be driven by local viscous dissipation in the line-emitting part of the disk, as the H α luminosity is of the order or even exceeds the energy locally available to power the line. The same conclusion was obtained for other double-peaked emitters by Eracleous & Halpern (1994) and Strateva et al. (2006, 2008). These authors suggested that the lines are powered by illumination from an external source. The ionizing source could be a geometrically thick accretion flow, located within the inner radius of the line-emitting portion of the disk. In the case of NGC 1097, Nemmen et al. (2006) found that the spectral energy distribution of the nucleus is indeed well described by such a structure, a radiatively inefficient accretion flow (RIAF, Narayan & McClintock. (2008)). This has led to the con-

clusion that an inner RIAF is the ionizing source of the accretion disk in NGC 1097.

The variability of the double-peaked profile of NGC 1097 is not rare. Lewis et al. (2010) reported a long-term monitoring of 20 other double-peaked emitters and found similar variations. As observed in NGC 1097, these objects display in at least one epoch the red peak more intense than the blue peak. This indicates that most line-emitting disks are non-axisymmetric, as in an axisymmetric disk the blue peak should be always more intense than the red because of Doppler boosting. The disks could then be elliptical (Eracleous et al. 1995), or have a non-axisymmetric emitting structure, such as a hot spot or spiral arm (Lewis et al. 2010).

The monitoring of double-peaked profiles is a valuable experiment in the investigation of the structure and dynamics of the accretion disks and how they evolve as the gas moves inwards to feed the SMBH. In Storchi-Bergmann et al. (2003), observing the NGC 1097 H α double-peaked profile approximately once or twice a year, we concluded that the asymmetry of the double-peaked profile was due to a spiral arm perturbation in the disk, precessing with a period of 5.5 years. But as relevant timescales for evolution of the innermost regions of AGNs can be as short as weeks and months, we decided to repeat our experiment on NGC 1097 in order to probe shorter timescales. Here we report the results of this experiment: we indeed found short variability timescales. We also verified that, although our last observations of 2001 showed that the profile was becoming fainter and fainter, it is now again strong and has become even stronger in December 2010 than in all previous observations.

This paper is organized as follows: in §2 we describe the observations and the data reduction in §3 we present the observational results, in §4 we describe the models and the results from the modeling. In §5 we discuss the timescales of the accretion disk variability and the interpretation of the modeling. The conclusions of this work are presented in §6.

2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

Long-slit optical spectra of the LINER nucleus of NGC 1097 were obtained in queue mode in 11 epochs from March 4th, 2010 to March 21th, 2011 using the *Gemini South Multi-Object Spectrograph (GMOS)* in the long-slit mode. The allocation was part of the “Poor Weather” opportunity, which is ideal for spectral monitoring which does not need absolute flux calibration or regular cadence. This is the case for the nucleus of NGC 1097, for which we use the integrated flux in the narrow emission lines to normalize the spectra to match previous observations, under the assumption that the narrow lines do not vary within the extraction aperture.

The first three observations were obtained at time intervals of 4-5 months, since our previous monitoring suggested significant variations on a timescale of years. However, our new observations showed strong variations in the nuclear spectrum on timescales of months, which motivated us to ask for new observations at shorter time intervals. We were then able to get at least two observations a month from January 2011 to March 2011, as shown in the observing log presented in Table 1. This table lists the identification of the program, date of ob-

TABLE 1
OBSERVATION LOG

Program ID	UT Date	p.a. (deg)	Seeing (arcsec)
GS-2009B-Q-99	2010 Mar 04	70	1.00
GS-2010A-Q-81	2010 Aug 15	55	0.98
GS-2010B-Q-90	2010 Dec 22	280	0.63
GS-2010B-Q-90	2011 Jan 11	280	0.73
GS-2010B-Q-90	2011 Jan 15	280	0.73
GS-2010B-Q-90	2011 Jan 18	280	0.70
GS-2010B-Q-90	2011 Feb 08	280	1.21
GS-2010B-Q-90	2011 Feb 10	280	0.79
GS-2010B-Q-90	2011 Feb 14	280	0.72
GS-2010B-Q-90	2011 Mar 17	280	1.43
GS-2010B-Q-90	2011 Mar 21	280	0.82

servation, position angle (p.a.) of the slit and the average seeing during the observations, measured as the FWHM of a spatial profile extracted along a range of columns containing only the broad line (after subtraction of the underlying continuum).

The data were obtained with the GMOS South with a slit width of $1''.0$ (~ 80 pc), using the B600 grating and the GG455 filter to block possible higher order contamination. The spectral range covered was 6000–7000 Å for most spectra, at a spectral resolution of ~ 4.5 Å (FWHM of the lines in the arc spectrum, ≈ 200 km s $^{-1}$). Six 600s exposures were obtained for each epoch, which were then combined into a final spectrum.

The slit width of $1''.0$ was selected because it is usually larger than the average seeing during the observations and was also the slit width of previous observations (SB03). Using the same slit width allows us to normalize the new spectra so that they match the flux of the narrow emission lines observed in previous spectra and study the evolution of the flux and profile of the broad H α line over ≈ 20 yrs.

The data reduction was performed using the standard tasks from the *gmoss* package in the *Image Reduction and Analysis Facility* software (IRAF¹). We have extracted the nuclear spectra using a window of $1''.0 \times 1''.0$ centered in the peak of the continuum emission, assumed to correspond to the galaxy nucleus. This position coincides also with the location of the unresolved source of the double-peaked H α lines. Figure 1 shows the acquisition image of the observation of August 15, 2010, where the nuclear extraction region is represented by the square labelled A.

2.1. Stellar population contribution

Since the nuclear spectra showed strong absorption lines from the underlying stellar population, we subtracted the stellar population contribution from the nuclear spectra, in order to isolate and better study the emission lines and in particular the broad H α line. A template stellar population spectrum was obtained as follows. For each epoch, in addition to the nuclear spectrum, we extracted two more spectra using two similar windows of $1''.0 \times 1''.0$, one centered at $1''.5$ to the southwest (Figure 1 – region B) and another at $1''.5$ to the

¹ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

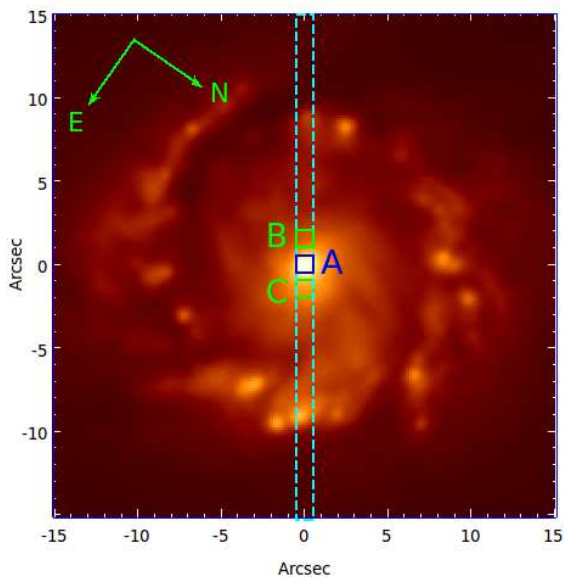


FIG. 1.— Acquisition image from August 15, 2010, where we illustrate the locations of the $1''.0 \times 1''.0$ extraction windows for the nucleus and stellar population spectra. The square labeled A represents the nuclear extraction window, while squares B and C represent the extranuclear ones, from which we obtained the spectrum of the underlying stellar population.

northeast of the nucleus (Figure 1 – region C). These extranuclear spectra do not show any broad H α emission, but show some narrow-line emission which was edited out, using as guides, stellar population templates from previous studies (Bica et al. 1988). Averaging these two spectra, we obtain a stellar population spectrum from a location approximately 100 pc away from the nucleus. Under the assumption that this spectrum is representative of the stellar population at the nucleus, we subtracted it from the nuclear spectrum (after normalizing the continuum to the corresponding value at the nucleus) thus isolating the gas emission.

Figure 2 illustrates the process for the spectrum of August 15, 2010, which covers a broader spectral range than most spectra, from 4750 to 7200 Å. We note that this process reveals the presence of a broad double-peaked H β line which was not obvious prior to the subtraction, as well as some weak emission lines such as [N I] λ 5199 Å and [O I] λ 6363 Å. The Na I D absorption line in the residual spectrum is interstellar.

3. RESULTS

After subtracting the contribution of the stellar population, the final step before the analysis of the double-peaked profile was to normalize the spectra using as reference a previous flux-calibrated spectrum. We used as reference the spectrum of November 2, 1991 (Storchi-Bergmann et al. 1993), and assumed that the flux of the narrow lines H α , [N II] λ 6548, 6584, and [S II] λ 6717, 6731 did not vary during the last 20 years. This is a common assumption in this type of study, as the narrow lines originate in extended regions with spatial scales much larger (~ 100 pc) than that of the accretion disk ($\sim 10^{-3}$ pc). Thus, their response time to variations in the ionizing flux is correspondingly much larger than

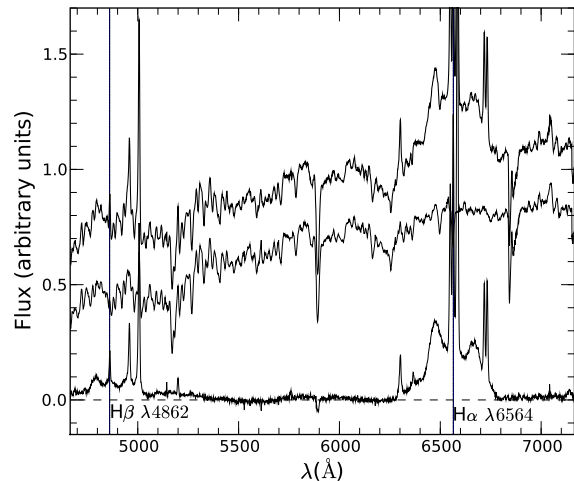


FIG. 2.— Observation from August 15, 2010. Top: nuclear spectrum (region A of Figure 1). Middle: stellar population obtained from averaging the spectra from regions B and C - In Figure 1. Bottom: nuclear spectrum after the subtraction of the stellar population.

that for the line-emitting accretion disk, and cannot respond to variations of the ionizing flux that are as fast as those we have detected.

The normalized spectra from our 2010-11 observations are compared with the reference spectrum of November 1991 in Figure 3 (pairs of spectra are shifted from each other in the vertical direction for clarity). In this figure we show the three spectra from January 2011, the three from February 2011, and the two from March 2011, respectively, on top of each other because we did not find any significant variation within each group.

Note that the double-peaked H α profile from August 2010 is very different from that of March 2010. In March 2010, the red peak was stronger than the blue peak, while in August 2010, the blue peak was stronger than the red. This inversion of the relative intensity of the peaks occurred on a timescale of 5 months. In addition, in December 2010, the profile showed a marked increase in its integrated flux compared to that of August 2010, while the red and blue peaks showed similar strengths.

From December 22, 2010 to January 11, 2011 we observed a $\sim 25\%$ decrease in the integrated flux of the double-peaked profile. The three observations of January 2011 were obtained within a time interval of seven days, and showed no significant variations.

In February 2011, the three observations were obtained within a time interval of six days, and again we did not see significant variations among the three profiles. However, the total flux continued to decrease compared with that of January, with the blue and red peaks showing similar strengths.

In March 2011, we obtained two observations separated by a time interval of four days, between which we again did not find significant variation in the double-peaked profile. The total flux decreased further, and the profile showed the red peak somewhat stronger than the blue peak.

In summary, this series of observations obtained between March 2010 and March 2011 revealed: (1) a marked increase of the broad-line flux between August

2010 and December 2010; (2) a significant decrease of the flux on timescales longer than a week; (3) no significant changes in the profile on time intervals shorter than a week; (4) an inversion in the relative strength of the blue and red peaks on a timescale of 5 months.

3.1. Measurements of the double-peaked profile characteristics

We have quantified the observed variations by measuring the wavelengths of the blue and red peaks of the profiles, their peak flux densities, and the integrated flux of the broad line, as described below. We list the results in Table 2.

In order to isolate the broad double-peaked H α emission and perform the measurements, we first evaluated the contribution of the narrow lines H α_{narrow} λ 6564, [N II] λ 6549, 6584, [S II] λ 6718, 6732 and [O I] λ 6302, 6365 by fitting Gaussians to these lines and then subtracting them. The flux of the double-peaked line (F_{broad}) was measured by integrating the total flux under the profile after this subtraction. The average uncertainty in F_{broad} is 1×10^{-14} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$.

The wavelengths of the blue and red peaks – λ_B and λ_R – and the corresponding peak flux densities (F_B and F_R) were obtained by fitting three Gaussians to the double-peaked profile, one for the blue peak, another for the red peak and a third Gaussian for the center of the profile. F_B and F_R are the peak flux densities of the Gaussians fitted to the blue and red peaks, respectively, while λ_B and λ_R are the corresponding wavelengths. We have tried other methods as well, such as using splines to fit the peaks, but concluded that the fit of Gaussians gave equivalent but more robust results. The average uncertainties in the measurements are ≈ 4 Å for λ_B and λ_R and $\approx 6 \times 10^{-17}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ Å $^{-1}$ for F_B and F_R .

From λ_B and λ_R we obtained the blue and red peak velocities V_B and V_R relative to the systemic velocity of the galaxy, adopted as the one corresponding to the narrow component of the H α emission, as we have done in our previous studies (SB03). Figure 4 shows the temporal evolution of V_B and V_R . The velocities of the blue peak range between -5500 and -3500 km s $^{-1}$ while for the red peak they are between 4000 and 6000 km s $^{-1}$. A comparison between these peak velocities with those from the period 1991–2001 (SB03) shows that, in the new observations, the blue and red peaks always have larger peak velocities than the minimum values observed between 1991 and 2001, which are ≈ -2500 km s $^{-1}$ for the blue and ≈ 3250 km s $^{-1}$ for the red, as indicated by the lower grey horizontal bars in both panels of Figure 4. Most velocities are instead similar or higher than the maximum values observed between 1991 and 2001, of ≈ -4500 km s $^{-1}$ for the blue and ≈ 4500 km s $^{-1}$ for the red peak, as indicated by the upper grey horizontal bars in Figure 4. The values of V_B and V_R were obtained by using the expression for the relativistic Doppler effect.

Figure 5 shows the variation of the integrated broad H α emission line flux from March 2010 to March 2011. The integrated flux is always above the minimum value observed in the period 1991–2003 (lower grey bar in the figure), being close to the maximum value from March 2010 to January 2011 (upper grey bar in the figure). A maximum in the flux has occurred between August 15, 2010 and December 22, 2010, when the integrated flux

rose above the maximum value observed between 1991 and 2001. After December 23, 2010, there was an abrupt decrease in the broad-line flux, by $\approx 25\%$ of its maximum value in 20 days. On the other hand, it can be observed that there is little variation on timescales shorter than a week (the maximum time interval between the observations obtained in the same month). Thus significant variations in the broad-line flux occur on a timescale just above a week. From Figure 5, one can derive a decrease of $\approx 12\%$ of the flux in 10 days.

Figure 6 shows the temporal evolution of the peak fluxes of the blue and red peaks as well as that of their ratio F_B/F_R . On March 2010, the red peak was stronger than the blue, while in August 2010 the blue peak was stronger. Thus, within a time interval of 5 months, there has been an inversion of the F_B/F_R ratio, and, in the following 7 months this ratio decreased to a value which is just below 1, while in March 2010 this value was 0.7. Thus the change from a stronger red peak to a stronger blue peak was faster than the change back to a stronger red peak. From Figure 6 we thus derive a timescale for the inversion of the relative intensity of the two peaks of ≈ 5 months.

Figure 7 shows that there is an inverse correlation between the velocity separation of the red and blue peaks $V_R - V_B$ and F_{broad} , observed both in our recent observations, represented by the circles, as well as in the previous observations of SB03, represented by the crosses. This inverse correlation between F_{broad} and $V_R - V_B$ can be interpreted as: (1) when the central ionizing source becomes brighter, the outer radii become relatively more important in terms of the line emission, as the radiation of the ionizing source reaches larger radii in the disk, where the velocity is lower; (2) when the central source is fainter, the inner radii are favored, as the ionizing radiation reaches smaller radii, where the velocity is larger.

A comparison of the two data sets in Figure 7 shows that our recent data define a sequence parallel to that of the previous data, displaced from the previous data due to larger velocity separations between the two peaks and to higher fluxes. The larger velocity separation of the two peaks suggests that the line emitting portion of the disk is closer to the ionizing source or has a larger contribution from gas closer to the source.

4. ACCRETION DISK MODELS

In order to investigate the origin of the observed variations in the double-peaked profile, we have used accretion disk models to reproduce the profile. Figure 6 shows that the double-peaked profile still shows variations in the relative intensities of the two peaks, alternating between a stronger blue peak and a stronger red peak, as previously observed by SB03. This pattern of variation supports the origin of the profile in accretion disk whose emission is not axisymmetric. In SB03, the relative strengths of the two peaks and their variation, were better explained by emission from a circular accretion disk with a single spiral arm. The enhanced emission in the arm, as it rotates in the disk, produces the observed asymmetry of the profile. We will thus also adopt in our present modeling the single spiral arm model to fit the double-peaked profiles.

The source of radiation which ionizes the disk in order to drive the H α emission is also relevant to the modeling. As pointed out in the Introduction, in the

TABLE 2
MEASUREMENTS OF THE PROFILE PROPERTIES

Date	λ_B^a (\AA)	λ_R^a (\AA)	F_B^b ($10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$)	F_R^b ($10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$)	F_{broad}^c ($10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)
2010 Mar 04	6483.0 \pm 1.6	6656.5 \pm 0.5	0.760 \pm 0.06	0.970 \pm 0.02	197.4 \pm 7.7
2010 Aug 15	6469.0 \pm 1.0	6671.7 \pm 2.2	0.760 \pm 0.06	0.570 \pm 0.03	186.1 \pm 4.4
2010 Dec 22	6474.5 \pm 2.5	6659.6 \pm 2.6	1.160 \pm 0.02	1.070 \pm 0.02	258.5 \pm 7.2
2011 Jan 11	6462.1 \pm 2.8	6667.0 \pm 1.9	0.830 \pm 0.01	0.700 \pm 0.02	210.1 \pm 6.2
2011 Jan 15	6463.8 \pm 3.2	6667.7 \pm 1.9	0.840 \pm 0.01	0.710 \pm 0.01	216.7 \pm 4.0
2011 Jan 18	6463.7 \pm 1.4	6669.3 \pm 1.2	0.860 \pm 0.02	0.730 \pm 0.01	218.7 \pm 1.2
2011 Feb 08	6453.5 \pm 2.1	6677.3 \pm 1.2	0.550 \pm 0.03	0.580 \pm 0.02	153.2 \pm 1.5
2011 Feb 10	6456.7 \pm 2.3	6675.3 \pm 2.3	0.600 \pm 0.05	0.600 \pm 0.03	162.7 \pm 1.8
2011 Feb 14	6460.1 \pm 2.2	6675.4 \pm 2.2	0.570 \pm 0.01	0.580 \pm 0.02	150.0 \pm 5.2
2011 Mar 17	6463.8 \pm 1.4	6678.2 \pm 1.0	0.490 \pm 0.01	0.520 \pm 0.03	129.2 \pm 3.0
2011 Mar 21	6463.8 \pm 0.7	6678.9 \pm 1.1	0.470 \pm 0.01	0.500 \pm 0.02	127.1 \pm 3.2

^a λ_B and λ_R are the peak wavelength of the blue and red peaks respectively.

^b F_B and F_R are the corresponding peak fluxes.

^c F_{broad} is the integrated flux of the broad double-peaked H α emission line.

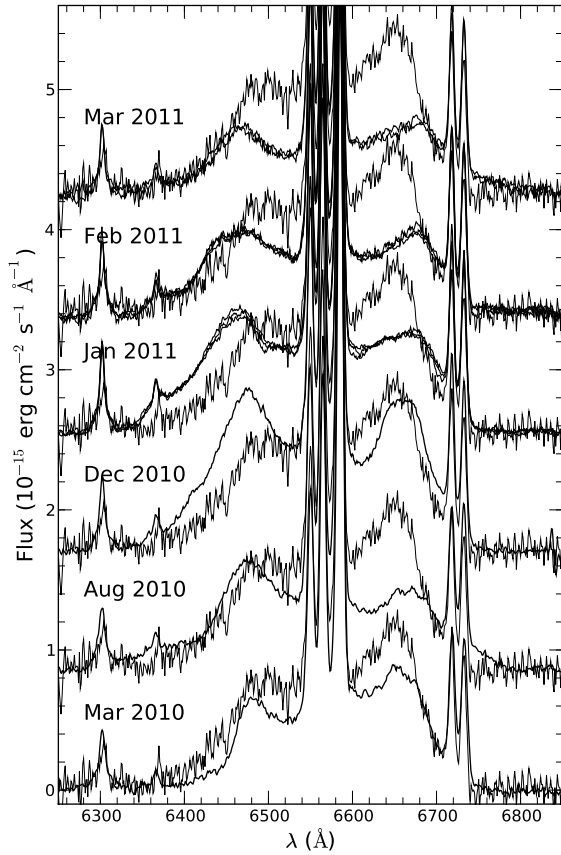


FIG. 3.— Nuclear spectra from March 2010 to March 2011 compared with the reference spectrum of November 2, 1991 (gray). For January, February and March 2011 we show the spectra obtained a few days apart plotted on top of each other, as no significant changes were found between them.

case of NGC 1097, this source is a RIAF internal to the line-emitting part of the disk (Nemmen et al. 2006). Dumont & Collin-Souffrin (1990) have found that, in the case of an accretion disk illuminated by a non-thermal continuum source with a spectral energy distribution extending up to the hard X-ray band, there is a “radius

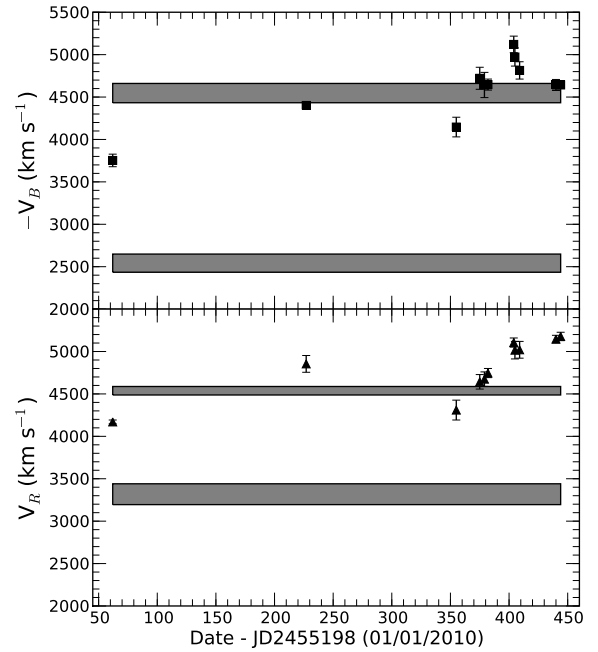


FIG. 4.— Evolution of the peak velocities of the blue (top panel) and red (bottom panel) peaks from March 2010 to March 2011. The gray horizontal bars show the minimum and maximum values (plus uncertainties) in the spectra from 1991 to 2001 (SB03).

of maximum emission” or “saturation radius”, at which the H α emission reaches a maximum value. Thus we consider an additional model in which the disk emissivity may increase with radius up to the saturation radius and then decrease outwards.

With the above considerations in mind, we then fitted the double-peaked H α line profiles with two different models, described below. In both models we assume a circular emitting disk, or wide ring (as it has a hole in the middle), with a perturbation in the emissivity in the form a spiral arm. In the first model which we call *Spiral Arm Model* the variations in the relative strengths of the peaks are controlled by the precession of the spiral arm while the separation of the peaks is controlled by an emissivity law which is a simple power-law function of the

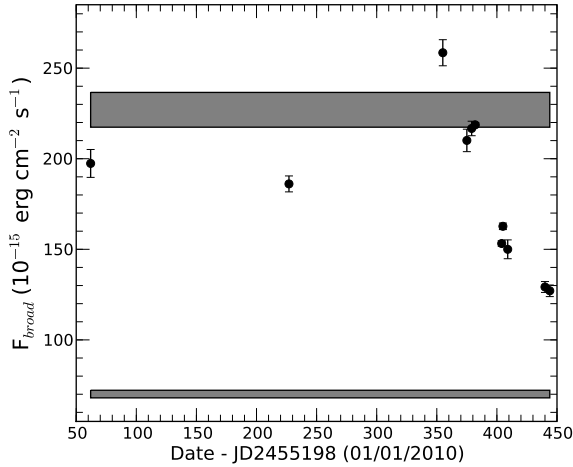


FIG. 5.— Evolution of the integrated flux of the broad double-peaked H α line F_{broad} from March 2010 to March 2011. The gray horizontal bars show the minimum and maximum values (plus uncertainties) in the spectra from 1991 to 2001 (SB03).

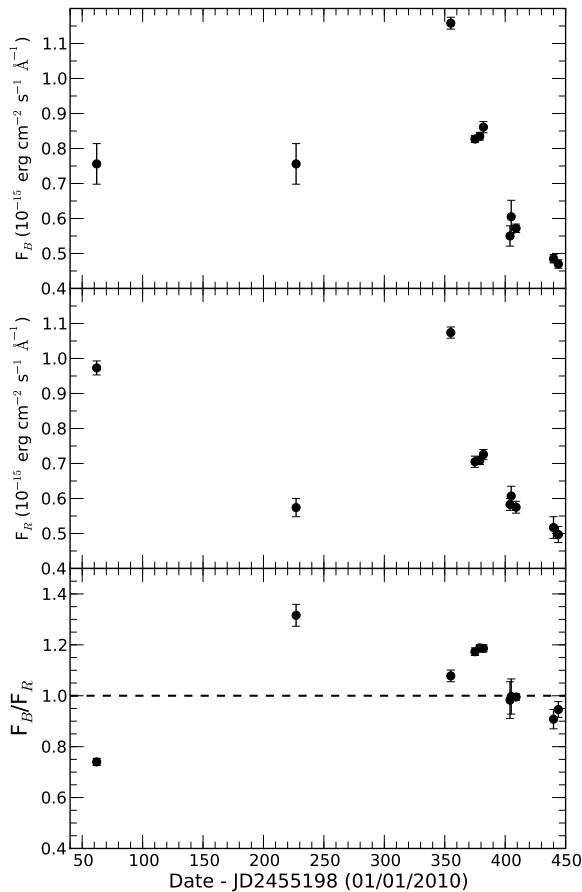


FIG. 6.— Evolution of the peak flux densities of the blue peak (top panel), the red peak (middle panel) and of the ratio between the two (bottom panel) from March 2010 to March 2011.

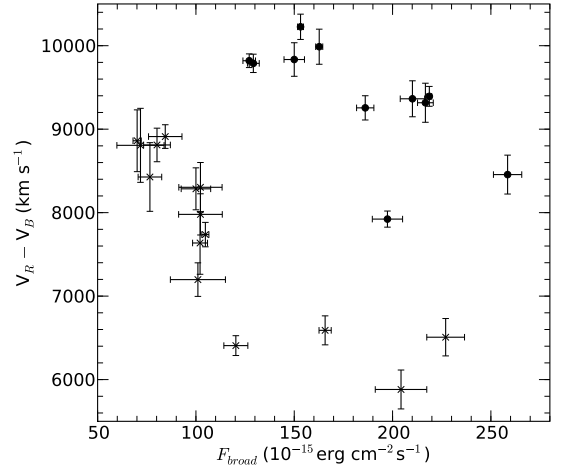


FIG. 7.— The inverse correlation between F_{broad} and $V_R - V_B$. Circles represent the measures for this work and crosses represent the data from SB03. The inverse correlation for the new observations however is displaced to larger velocities and fluxes relative to previous observations SB03. This suggests that emission from the inner parts of the disk became more important relative to that of the outer parts.

radius. By changing the power-law index we can weight the emissivity of the disk towards inner regions (leading to a broader profile) or the outer regions (leading to a narrower profile). In the second model which we call the *Saturated Spiral Model* we have changed the emissivity law to a broken power-law, which can produce a ring of maximum emissivity between the inner and outer radii. In this case, the separation of the peaks is controlled by the radius of this ring of maximum emissivity.

4.1. Spiral Arm Model

We adopt the formulation described in Gilbert et al. (1999), in which: (1) the line emitting portion of the disk is circular and located between an inner radius ξ_1 and an outer radius ξ_2 (where ξ is the disk radius in units of the gravitational radius $r_g = GM_\bullet/c^2$, c is the light speed, G is the gravitational constant and M_\bullet is the mass of the black hole); (2) the disk has an inclination i relative to the line of sight (zero degrees is face on). Superimposed on the axisymmetric emissivity of the circular disk, there is a perturbation in the form of a spiral arm. We adopt only one spiral arm, as we have already verified that two or more arms do not reproduce well the variations in the profile (SB03).

The total emissivity of the disk is given by:

$$\epsilon(\xi, \phi) = \epsilon(\xi) \left\{ 1 + \frac{A}{2} \exp \left[-\frac{4 \ln 2}{\delta^2} (\phi - \psi_0)^2 \right] + \frac{A}{2} \exp \left[-\frac{4 \ln 2}{\delta^2} (2\pi - \phi + \psi_0)^2 \right] \right\}, \quad (1)$$

where

$$\epsilon(\xi) = \epsilon_0 \xi^{-q} \quad (2)$$

is the axisymmetric emissivity of the disk, A is the brightness contrast between the spiral arm and the underlying disk, and the expression between square brackets represent the decay of the emissivity of the arm as a function

TABLE 3
PARAMETRES FOR THE SPIRAL ARM MODEL FITS.

Date	A	q	ϕ_0 (deg)	Shift (km s $^{-1}$)
2010 Mar 04	2.0	-2.0	130	0
2010 Aug 15	1.0	1.0	250	0
2010 Dec 22	0.3	1.0	330	0
2011 Jan 11	0.5	1.5	340	-460
2011 Jan 15	0.5	1.5	340	-460
2011 Jan 18	0.5	1.5	340	-460
2011 Feb 08	1.0	2.0	360	-460
2011 Feb 10	1.0	2.0	360	-460
2011 Feb 14	1.0	2.0	360	-460
2011 Mar 17	2.0	2.0	400	-460
2011 Mar 21	2.0	2.0	400	-460

of the azimuthal distance $\phi - \psi_0$ from the ridge line to both sides of the arm, assumed to be a Gaussian function with FWHM δ (azimuthal width).

The relation between the azimuthal angle ϕ_0 and the angular position ψ_0 of the ridge of emissivity on the spiral arm is given by

$$\psi_0 = \phi_0 + \frac{\ln(\xi/\xi_{sp})}{\tan p}, \quad (3)$$

where ϕ_0 is the azimuthal angle of the spiral pattern, p is the *pitch* angle and ξ_{sp} is the innermost radius of the spiral arm.

The specific intensity from each location in the disk, in the frame of the emitting particle is calculated as:

$$I(\xi, \phi, \nu_e) = \frac{\epsilon(\xi, \phi)}{4\pi} \frac{e^{-(\nu_e - \nu_0)^2/2\sigma^2}}{(2\pi)^{1/2}\sigma}, \quad (4)$$

where ν_e is the emission frequency, ν_0 (H α 6564.6 \AA) is the rest frequency and σ is the local ‘‘broadening parameter’’ (Chen & Halpern 1989).

In the fits of the individual profiles we first used the same set of parameters of SB03, namely: the inner and outer radii of the line emitting portion of the disk $\xi_1 = \xi_{sp} = 450 r_g$ and $\xi_2 = 1600 r_g$, the inclination angle $i = 34^\circ$, broadening parameter $\sigma = 1200 \text{ km s}^{-1}$, pitch angle $p = 50^\circ$ and $\delta = 70^\circ$. In order to reproduce the evolution of the profile we varied the parameters A , q and ϕ_0 . The variation of ϕ_0 regulates the evolution of the shape of the profile, while a variation in A , together with ϕ_0 , regulates the relative intensities of the two peaks. The value of q regulates the location in the disk of the maximum emissivity, which corresponds to the inner regions for the broadest profiles, or to the outer regions for the narrowest profiles.

The best-fitting models are compared to the observed line profiles in Figure 8, while the corresponding parameter values (A , q and ϕ_0) are listed in Table 3. The contrast of the spiral arm A ranged from 2.0 at the first epoch, decreased to a minimum value of 0.5 in January 2011, and increased again to 2.0 in March 2011, while q increased from the first to the last epochs. An abrupt variation in q occurred between March 2010 and August 2010 when the value of q changed from -2.0 , favoring the outer parts of the disk, to 1.0, favoring the inner parts of the disk. The ϕ_0 values were constrained to provide a monotonic precession of the spiral pattern, from 130°

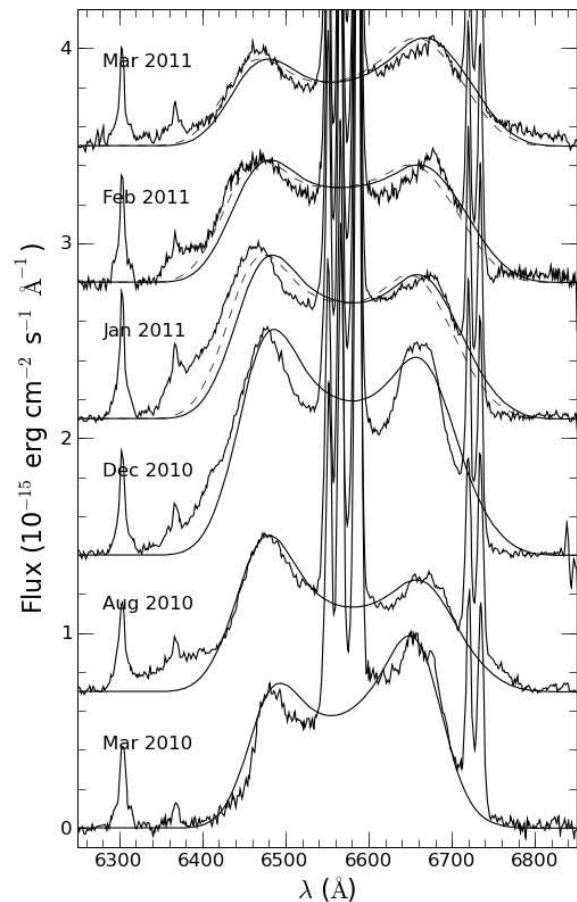


FIG. 8.— Best fits of the spiral arm model for the epochs from March 4th, 2010 to March 21th, 2011 obtained by varying ϕ_0 (orientation of the spiral pattern), A (contrast between the spiral arm and the disk) and q (the slope of the emissivity law). The values of the parameters are listed in Table 3.

to 400° . The spiral arm has thus almost completed one revolution in one year.

From January 2011 to March 2011, an improvement of the fit can be obtained by allowing a small, *ad hoc* blueshift of the central wavelength of the profile relative to the wavelength of the narrow H α line (6564.6 \AA). This blueshift ranges is $\approx -460 \text{ km s}^{-1}$, and is listed in the last column of Table 3. The improved fits with the blueshifts are shown as dashed lines in Figure 8.

In Figure 9 we show the evolution of the ϕ_0 values obtained from the fits, represented by the circles in the figure, while the black solid line is the best linear regression to the points and the gray band covers the uncertainty in the regression. The linear regression has angular coefficient $\dot{\phi}_0 = 0.680 \pm 0.02^\circ/\text{day}$, which represents the angular velocity of the arm and implies a precession period corresponding to a complete rotation of the arm of $P \approx 17.7 \pm 0.5$ months.

4.2. Saturated Spiral Model

In order to try to improve the fit to the broad H α profiles, we modified the spiral arm model to al-

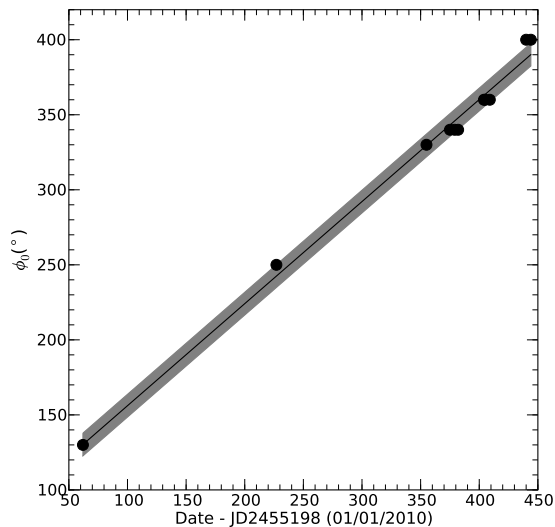


FIG. 9.— Evolution of the ϕ_0 values obtained from the fit of the spiral arm model. The solid line is a linear fit to the data and the shaded bar covers the uncertainty in the fit.

low a more flexible emissivity law. We have chosen an emissivity law which contemplates the existence of a “radius of maximum emissivity” between the inner and outer radii of the disk at which the broad H α line reaches a maximum intensity, as proposed by Dumont & Collin-Souffrin (1990). The emissivity increases with radius until the saturation radius and then decreases outwards.

The radius of maximum emissivity was incorporated by changing the axisymmetric part of the emissivity of the disk (Equation 2) as follows:

$$\epsilon(\xi) = \begin{cases} \epsilon_0 \xi^{-q_1} & , \xi_1 < \xi < \xi_q \\ \epsilon_0 \xi_q^{-(q_1-q_2)} \xi^{-q_2} & , \xi_q < \xi < \xi_2 \end{cases} \quad (5)$$

where: the new parameter ξ_q is the radius of maximum emissivity, or saturation radius, at which the emissivity law changes; q_1 is the index of the emissivity law for the regions internal to ξ_q ($\xi_1 < \xi < \xi_q$); q_2 is the index for the regions external to ξ_q ($\xi_q < \xi < \xi_2$); ξ_1 and ξ_2 are the inner and outer radii respectively.

We kept the value $q_2 = 3.0$, as discussed by Dumont & Collin-Souffrin (1990), who showed that beyond the saturation radius the flux emitted by the line decreases as $\propto \xi^{-3}$. After many tests, $q_1 = -2.0$ gave the best fits, and was fixed at this value. The negative value allows the increase of the emissivity until the saturation radius. The parameter ξ_q was allowed to vary. We kept the parameters of the spiral arms at the values $\xi_{sp} = \xi_1$, $p = 50^\circ$, $\delta = 70^\circ$, as well as the inclination of the disk at $i = 34^\circ$.

We have varied the broadening parameter and found that the best value to reproduce the shape of most profiles was $\sigma = 900 \text{ km s}^{-1}$.

Thus, in the Saturated Spiral model, the only parameters we needed to vary in order to reproduce the evolution of the profile were ξ_q , A and ϕ_0 . The changes in the separation between the blue and red peaks were obtained by changing ξ_q ; when ξ_q is smaller, the separation between

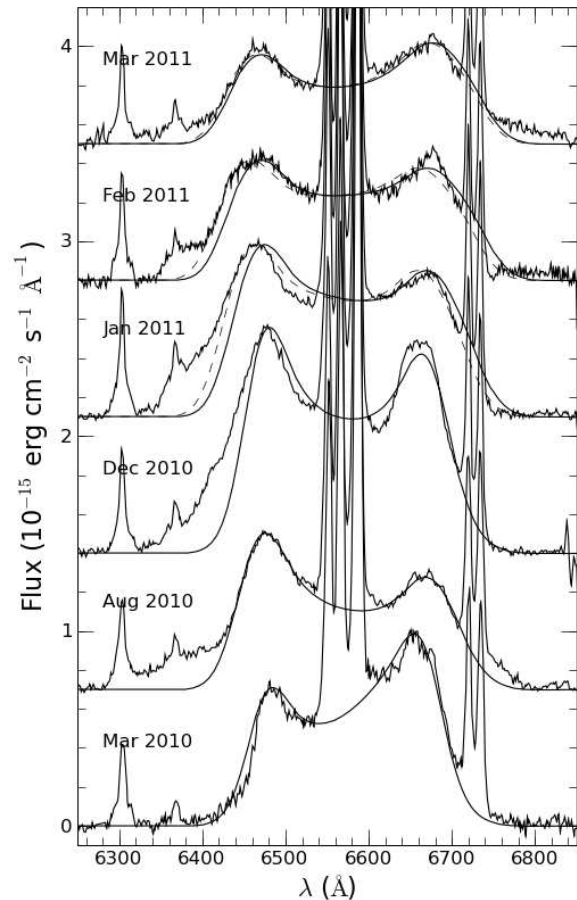


FIG. 10.— Best fits for the hybrid model, obtained by varying ϕ_0 (orientation of the spiral pattern), A (contrast between the disk and the spiral arm) and ξ_q (radius of maximum emissivity). The values of the parameters are listed in Table 4.

TABLE 4
PARAMETRES FOR THE SATURATED SPIRAL MODEL FITS.

Date	A	ξ_q	ϕ_0 (deg)	Shift (km s^{-1})
2010 Mar 04	3.0	1200	140	0
2010 Aug 15	1.0	800	220	0
2010 Dec 22	0.2	1000	330	0
2011 Jan 11	1.0	650	340	-500
2011 Jan 15	1.0	650	340	-500
2011 Jan 18	1.0	650	340	-500
2011 Feb 08	1.0	550	360	-550
2011 Feb 10	1.0	550	360	-550
2011 Feb 14	1.0	550	360	-550
2011 Mar 17	1.5	600	400	-230
2011 Mar 21	1.5	600	400	-230

the blue and red peaks increases.

The best-fitting models are compared with the observed line profiles in Figure 10, and the corresponding parameters values (ξ_q , A and ϕ_0) are listed in Table 4. The parameter ξ_q ranged from a maximum value of $1200 r_g$ in March 2010 when the separation between the peaks was the smallest, to a minimum value of

550 – 600 r_g in February–March 2011, when the separation between the peaks was the largest. The parameter A assumed the value 3.0 in March 2010, when the red peak was significantly stronger than the blue, as seen in Figure 10, while in December 2010 this parameter reached the minimum value of 0.2, when the peaks had similar strengths. Similarly to the previous model, ϕ_0 varied from 140° in the first epoch to 400° in the last.

As in the case of the Spiral Arm model, from January 2011 to March 2011, the fit was improved by introducing a blueshift which is listed in the last column of Table 4. This blueshift ranges from ≈ -230 to -550 km s^{-1} , and the improved fits with the blueshifts are shown as dashed lines in Figure 10.

In Figure 11 we show emissivity maps constructed using the parameters of the fits using the Saturated Spiral model. In March 2010 the radius of maximum emissivity ξ_q was closer to ξ_2 , when the outer parts were brighter, while in March 2011 ξ_q was closer to ξ_1 and the inner parts were brighter.

5. DISCUSSION

5.1. Timescales

In order to discuss the physical processes driving the changes in the profiles, let's first review four relevant timescales for the accretion disk in NGC 1097: the *viscous timescale* (τ_{visc}), *sound-crossing timescale* (τ_s), *dynamical timescale* (τ_{dyn}) and the *light travel timescale* (τ_l). These timescale are presented in Frank et al. (2002) and can be modified in order to express the disk radius in terms of the gravitational radius (Eracleous 1998; Lewis et al. 2010).

$$\tau_{visc} = 10^6 M_8^{3/2} \xi_3^{5/4} \alpha_{-1}^{-4/5} \dot{M}_{-1}^{-3/10} \text{ years} \quad (6)$$

$$\tau_s = 70 M_8 \xi_3 T_5^{-1/2} \text{ years} \quad (7)$$

$$\tau_{dyn} = 6 M_8 \xi_3^{3/2} \text{ months} \quad (8)$$

$$\tau_l = 6 M_8 \xi_3 \text{ days} \quad (9)$$

where $\xi_3 = 10^{-3} \xi$, $M_8 = M_\bullet \times 10^{-8} M_\odot^{-1}$, $\alpha = 10^{-1} \times \alpha_{-1}$ is the Sakura Sunyaev viscosity parameter, T_5 is the temperature in units of 10^5 K, and \dot{M}_{-1} is the mass accretion rate in units of $0.1 M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

For NGC 1097, $M_\bullet = 1.2 \times 10^8 M_\odot$ (Lewis & Eracleous 2006), and $\dot{M}/\dot{M}_{Edd} = 0.0064$ (in Eddington units, Nemmen et al. (2006)), corresponding to $\dot{M} = 0.018 M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Adopting typical values of $\alpha = 0.1$, $T_5 = 0.1$, a characteristic radius for the disk $\xi = 1000 r_g$, M_\bullet and \dot{M} discussed above, we obtain the following estimates for the timescales:

1. $\tau_{visc} \gtrsim 10^7$ years: this large value for the viscous timescale does not support that the observed changes in the profile – on timescales from weeks to years – are due to inward transfer of mass due to viscous torques;
2. $\tau_s \sim 265$ years: this is also much larger than the observed variations timescales;

3. $\tau_{din} \gtrsim 7$ months: with the inner parts of the disk having shorter dynamical timescales than the outer parts. Adopting $\xi_3 = 0.45$ for the inner radius, as obtained from our modeling, the corresponding dynamical timescale is just above 2 months. The new observations presented here show that the variation timescale of the relative strengths of the blue and red peaks (F_B/F_R) is ≈ 5 months (see Figure 6), thus compatible with the dynamical time. In our modeling, this variation was reproduced by the rotation of the spiral pattern around the disk;

4. $\tau_l \gtrsim 7$ days: considering the range of radii of the disk, this timescale ranges from ≈ 4 to ≈ 12 days. This is the shortest timescale of the disk. According to our data (see Figure 5), the smallest timescale of the profile variations – namely variations in the integrated flux of the double-peaked line – occur in ≤ 7 days. This supports the interpretation that the variability in the integrated flux F_{broad} occurs in the light travel timescale, as a result of variations in the ionizing flux. Similarly, the variations in V_B and V_R – see Figure 4 – which correlate with F_{broad} , also occur in the light travel timescale. According to the models, these are due to changes in the region of maximum emissivity of the disk.

5.2. Constraints on the physical mechanisms causing the variations

The timescales discussed above provide constraints on the mechanisms that cause the changes in the double-peaked profile. Our data clearly reveal two distinct timescales: (1) the first corresponding to changes in the integrated flux of the double-peaked profile, which is just over 7 days; and (2) the second corresponding to the changes in relative strengths of the blue and red peaks, which is in the range 5–6 months.

We have identified the first timescale with the *light travel timescale*. In order to model the corresponding variations in the flux of the double-peaked line, and at the same time reproduce the variation of the width of the profiles it was necessary to vary the disk emissivity. When the flux is higher, the profile is narrower, and the emissivity is higher in the outer parts of the disk, while when the flux is lower, the profile is broader and the emissivity is relatively higher in the inner parts of the disk. In the Saturated Spiral model, what varies is the radius of maximum emissivity.

The physical scenario we favor is the following: the double-peaked profile originates in gas rotating in a thin accretion disk, which is ionized by a RIAF (Nemmen et al. 2006) located inside the inner radius of the line-emitting portion of the disk. As the variations occur on the *light travel timescale*, our interpretation is that the variation in F_{broad} can be considered a “reverberation” effect produced by variations in the ionizing flux from the central RIAF, and allows a test for the values of the radii obtained via the models. Calculating the values for the inner and outer radii of the disk in light days we obtain for $\xi_1 \approx 3$ light days and for $\xi_2 \approx 11$ light days, which is consistent with the variability timescale we observe.

In order to further confirm the reverberation hypothe-

sis, it would be necessary to do a proper “reverberation mapping campaign” (e.g. Peterson et al. (2004)) of the accretion disk via simultaneous observations of the RIAF emission and the double-peaked profile. We plan to pursue such a monitoring campaign in the future.

We have identified the second timescale – of the variations in the relative strengths of the blue and red peaks – with the *dynamical timescale*. This means that the asymmetry in the profile is due to a non-axisymmetric emitting structure – modeled as a single spiral arm – rotating in the disk, with a rotation period of ≈ 18 months. This timescale and its interpretation differs from our previous one (SB03). In that paper we concluded that the variation of the relative strengths of the two peaks occurred in the *sound-crossing timescale*. This distinct interpretation was due to the fact that the period we have derived then for the variation was 5.5 yrs, and at that time our estimate for the SMBH mass was $10^6 M_{\odot}$, giving a smaller value for the sound-crossing timescale, consistent with the derived period of variation. With a revised SMBH mass two orders of magnitude larger, the revised sound-crossing timescale is much larger than the timescale of the variation of the relative fluxes of the blue and red peaks we have now derived from our more frequent observations.

Is important to point out that the perturbation need not be a spiral arm, even though we used the spiral arm prescription to model it. In the images of the disk, constructed using the best model parameters for the different epochs, shown in Figure 11, the spiral arm actually looks more like an azimuthal arc. Therefore, it could be that this arc is actually clump that was produced by self-gravity and then sheared (see discussion in Flohic et al. (2008)). Another alternative is that this feature is an irradiation-induced warp (Storchi-Bergmann et al. 1997). But although the irradiation-induced warp model can reproduce the observed variability of the line profiles (Wu et al. 2008), the required precession timescale is incompatible with the mass of the SMBH in NGC 1097 (see equation 4 in Storchi-Bergmann et al. (1997)). On the other hand, the sheared clump would orbit the SMBH on the dynamical timescale and therefore could reproduce the 5 month variation that we observe.

Figure 7 shows that the profiles got broader and brighter in the recent (2010–2011) observations when compared to the previous ones (1991–2001), although in both epochs there is an inverse correlation between the flux and width of the profiles. This inverse correlation is expected in the reverberation scenario discussed above, but there is an offset between the previous and present correlations. A comparison between the parameters of the present and previous spiral arm model shows that the emissivity law in the recent epochs favors a higher contribution of the inner regions relative to the outer regions of the disk, leading to a broader profile. One possibility to explain this increase in emissivity of the innermost regions is an increase in the gas density in these regions of the disk in the most recent epochs when compared to the period 1991–2001.

A comparison between Figures 8 and 10 shows that the Saturated Spiral model gives a better fit to the double-peaked profiles. In order to quantify the goodness of the fits, we have obtained the *root mean square deviation* (RMS) between the observed profiles and the models.

In almost all observations the Saturated Spiral model provided a smaller RMS when compared with that for the Single Spiral arm model, confirming what is seen in the fits.

Finally, we point out that, although the models can in general reproduce the H α profiles, there are several epochs in which we observe an excess flux in the blue wings of the profiles relative to the models. This excess flux is observed from August 2010 to February 2011 (Figs. 8 and 10). In addition, from January to March 2011 we observe a systematic blueshift of the center of the line, from -230 to -550 km s $^{-1}$ which could be due to an accretion disk wind.

6. CONCLUSIONS

We report short timescale variations in the broad double-peaked H α emission line from the LINER nucleus of NGC 1097, observed in 9 epochs between March 2010 and March 2011. They comprise: (1) variations in the integrated flux and width of the line over a timescale of ≥ 7 days, which we identified as the light-travel time between the ionizing source and the disk; it is the first time that such short timescale variations have been seen in a double-peaked profile from the nucleus of a galaxy; (2) variations in the relative intensity of the blue and red peaks on a timescale of 5–6 months, which is compatible with the disk dynamical timescale.

Using two distinct accretion disk models we reproduced these variations through the combination of two effects:

(1) short timescale changes in the disk emissivity – namely in the contrast A and index q in the *Spiral Arm model* and A and ξ_q in the *Saturated Spiral model*;

(2) the precession of the spiral arm – via the change of the orientation ϕ_0 of the arm in both models – resulting in a estimate for the rotation period of the arm of ≈ 18 months.

The values of the inner and outer radii, obtained from previous modeling, were kept in the present modeling and are, respectively $\xi_1 = 450$ and $\xi_2 = 1600$ (corresponding to ≈ 3 and 11 light-days, respectively). These values are in good agreement with the short timescale variations seen in our observations. This agreement supports the identification of the shortest timescale variations with the light travel time between the ionizing source and the accretion disk, in one hand, and gives further support to the model and the derived parameters, on the other hand.

Our recent observations support the scenario in which an accretion disk whose emissivity changes due to reverberation of a variable ionizing continuum (presumably from a RIAF), has a non-axisymmetric feature rotating in the dynamical timescale.

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, Tecnologia e Inovação (Brazil) and Ministerio de Ciencia, Tecnología

e Innovación Productiva (Argentina). JSS and TSB acknowledge the Brazilian institutions CNPq, CAPES, and

FAPERGS for partial support.

REFERENCES

- Bica E., 1988, *A&A*, 195, 76
 Bower G. A., Wilson A. S., Heckman T. M., & Richstone D. O., 1996, *AJ*, 111, 1901
 Chen K., & Halpern J. P., 1989, *ApJ*, 344, 115
 Dumont A. M., & Collin-Souffrin S., 1990, *A&A*, 229, 313
 Eracleous M., & Halpern J. P., 1994, *ApJS*, 90, 1
 Eracleous M., Livio M., Halpern J. P., & Storchi-Bergmann T., 1995, *ApJ*, 438, 610
 Eracleous M., 1998, *AdSpR*, 21, 33
 Flohic H. M. L. G., & Eracleous M., 2008, *ApJ*, 686, 138
 Frank J., King A., & Raine D. J., 2002, in *Accretion Power in Astrophysics* (3d ed.; Cambridge: Cambridge Univ. Press) apa..book
 Gilbert A. M., Eracleous M., Filippenko A. V., & Halpern J. P., 1999, *ASPC*, 175, 189
 Heckman T. M., 1980, *HiA*, 5, 185
 Ho L. C., Rudnick G., Rix H.-W., Shields J. C., McIntosh D. H., Filippenko A. V., Sargent W. L. W., & Eracleous M., 2000, *ApJ*, 541, 120
 Lewis K. T., & Eracleous M., 2006, *ApJ*, 642, 711
 Lewis K. T., Eracleous M., & Storchi-Bergmann T., 2010, *ApJS*, 187, 416
 Narayan R., & McClintock J. E., 2008, *NewAR*, 51, 733
 Nemmen R. S., Storchi-Bergmann T., Yuan F., Eracleous M., Terashima Y., & Wilson A. S., 2006, *ApJ*, 643, 652
 Newman J. A., Eracleous M., Filippenko A. V., & Halpern J. P., 1997, *ApJ*, 485, 570
 Peterson B. M., Ferrarese L., & Gilbert K. M., et al., 2004, *ApJ*, 613, 682
 Shields J. C., Rix H.-W., McIntosh D. H., Ho L. C., Rudnick G., Filippenko A. V., Sargent W. L. W., & Sarzi M., 2000, *ApJ*, 534, L27
 Storchi-Bergmann T., Baldwin J. A., & Wilson A. S., 1993, *ApJ*, 410, L11
 Storchi-Bergmann T., Eracleous M., Livio M., Wilson A. S., Filippenko A. V., & Halpern J. P., 1995, *ApJ*, 443, 617
 Storchi-Bergmann T., Eracleous M., Ruiz M. T., Livio M., Wilson A. S., & Filippenko A. V., 1997, *ApJ*, 489, 87
 Storchi-Bergmann T., Nemmen da Silva R., & Eracleous M., et al., 2003, *ApJ*, 598, 956
 Strateva I. V., Brandt W. N., Eracleous M., Schneider D. P., & Chartas G., 2006, *ApJ*, 651, 749
 Strateva I. V., Brandt W. N., Eracleous M., & Garmire G., 2008, *ApJ*, 687, 869
 Wu S.-M., Wang T.-G., & Dong X.-B., 2008, *MNRAS*, 389, 213

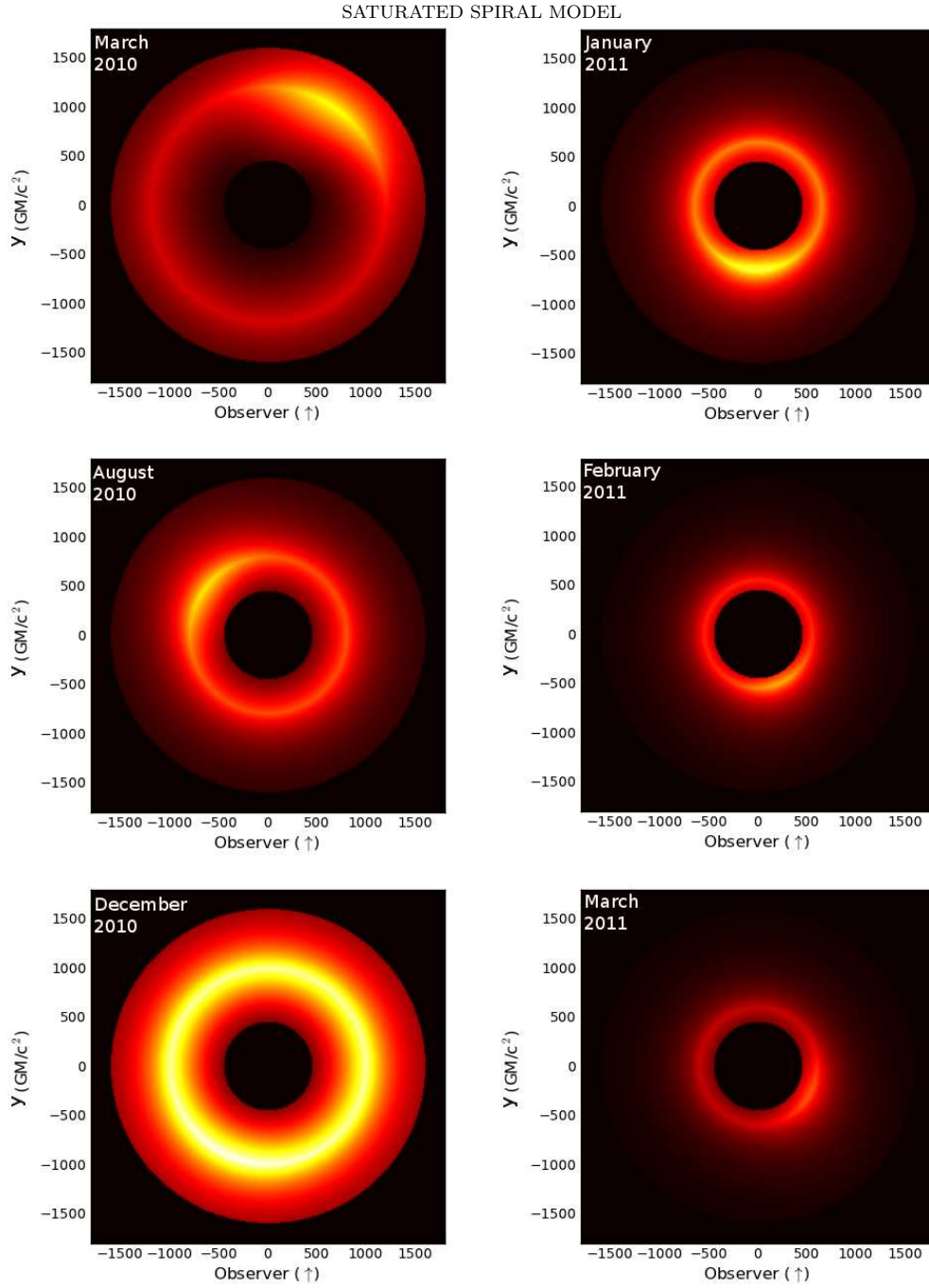


FIG. 11.— Images showing the disk emissivity from March 2010 to March 2011, using the hybrid model. White represents the brightest regions, and the observer is to the bottom. The disk parameters for these epochs are listed in Table 4.

3 *Conclusões e perspectivas*

A motivação deste trabalho surgiu de uma observação espectroscópica do núcleo ativo da galáxia NGC 1097 em Março de 2010 utilizando o programa de *Poor Weather* do telescópio Gemini Sul. Comparamos este espectro obtido com a previsão de Storchi-Bergmann et al. (2003) de que: (1) o perfil de duplo-pico da linha larga de $H\alpha$ estava ficando gradativamente mais largo – diferença, no espaço de velocidades, entre os máximos dos picos azul e vermelho estava ficando gradativamente maior – e que (2) o fluxo integrado da linha larga estava ficando cada vez menor, utilizando como referência o espectro de Storchi-Bergmann et al. (1993). Tal comparação revelou características não esperadas: o fluxo integrado da linha larga estava novamente tão alto quanto em sua primeira observação (Storchi-Bergmann et al., 1993) e o perfil estava novamente mais estreito.

As observações subseqüentes obtidas em Agosto e Dezembro de 2010, em conjunto, revelaram que a intensidade relativa dos máximos dos picos azul e vermelho (F_B/F_R) pode variar drasticamente em intervalos de tempo entre 5 e 6 meses, bem menor que a escala de tempo, para esta variação, obtida por Storchi-Bergmann et al. (2003). Em Março de 2010 o pico vermelho estava mais intenso do que o pico azul, enquanto que em Agosto de 2010 a razão entre as intensidades dos picos já estava invertida – o pico azul estava mais intenso do que o pico vermelho (Fig. 6 do paper). Finalmente, em Dezembro, as intensidades dos picos estavam praticamente iguais. As variações rápidas, em escalas de tempo da ordem de 5 – 6 meses, na intensidade relativa entre os picos, nos motivaram a propor um novo programa para as observações em que obtivemos observações com intervalos de separação menores para que conseguíssemos registrar fases intermediárias entre a inversão dos picos. Assim, obtivemos 3 observações em Janeiro, 3 em Fevereiro e 2 em Março de 2011, sendo que o menor intervalo de tempo entre duas observações foi de 7 dias.

A segunda característica do perfil com variações mais evidentes é o fluxo integrado da linha larga, F_{broad} . Observando a evolução temporal de F_{broad} (Fig. 5 do paper) pode-se perceber que em Dezembro de 2010 o fluxo integrado da linha larga de $H\alpha$ mostrou-se mais intenso do que o fluxo integrado de qualquer observação anterior ou posterior. Em Janeiro, Fevereiro e Março

de 2011, F_{broad} apresentou um decréscimo de cerca de 12% em apenas 10 dias.

3.0.1 Modelagem dos perfis

A origem dos perfis de duplo-pico nos núcleos ativos de galáxias reside em confrontar diretamente as previsões de modelos teóricos de discos de acreção com as observações. Tal comparação pode fornecer informações importantes sobre como a matéria é acretada ao SMBH, e pode fornecer vínculos sobre a estrutura do disco de acreção. De uma forma geral, as variabilidades presentes nos perfis de duplo-pico dos espectros nucleares dos AGNs têm sido amplamente modeladas como devido a assimetrias na estrutura do disco de acreção. Alguns exemplos são a presença de excentricidade no disco tornando-o elíptico e não mais circular, disco circular com perturbações, tais como pontos brilhantes (“bright spots”) ou braços espirais. Neste trabalho adotamos dois modelos para reproduzir os perfis.

Modelo de disco circular e braço espiral simples: objetivando propagar o cenário de evolução do perfil de duplo-pico da NGC 1097 discutido em Storchi-Bergmann et al. (2003) foram ajustados perfis teóricos às observações em que os únicos parâmetros variáveis foram o contraste do braço espiral (A), a orientação azimutal do braço espiral (ϕ_0) e o índice da lei de emissividade (q).

A modelagem do contraste entre o braço espiral e o disco subjacente se traduziu na modelagem da intensidade relativa entre os máximos dos picos azul e vermelho. O parâmetro q modelou as contribuições relativas entre as regiões internas e externas do disco, de maneira que, $q < 0$ modelou os perfis mais estreitos (com as menores separações entre os máximos dos picos), enquanto $q > 0$, modelou os perfis largos (com as maiores separações entre os máximos dos picos). O parâmetro ϕ_0 foi permitido de variar crescente e monotonicamente, expressando, desta forma, a rotação do padrão espiral ao longo do período de observações.

Com o objetivo de melhorar os ajustes teóricos o modelo de braço espiral simples foi adaptado, dando origem ao modelo de braço espiral saturado.

Modelo de braço espiral saturado: com o objetivo de incorporar a idéia de um raio, entre os raios interno e externo do disco, em que há máxima emissividade, modificamos a emissividade axialmente simétrica do disco incorporando o parâmetro ξ_q no qual a emissividade atinge o seu maior valor. Os parâmetros variáveis nesta modelagem foram: o contraste do braço espiral (A) e sua orientação azimutal (ϕ_0) e o raio de quebra ξ_q , cujos menores valores modelaram os perfis mais largos e os maiores valores modelaram os perfis mais estreitos.

Resultados e comparação entre os modelos

- i. *O contraste do braço espiral, A*: o comportamento geral do contraste é essencialmente o mesmo nos dois modelos. Entre as épocas de Março e Dezembro de 2010 seu valor diminuiu gradativamente atingindo valor mínimo em Dezembro, enquanto que entre Dezembro de 2010 e Março de 2011 o valor do contraste voltou a aumentar gradativamente.
- ii. *A orientação azimutal do braço espiral, ϕ_0* : embora ϕ_0 fosse um parâmetro livre em ambos os modelos, foi utilizada a hipótese de que para reproduzir consistentemente a rotação do braço espiral é necessário que ϕ_0 cresça monotonicamente. Os valores de ϕ_0 para os dois modelos são muito semelhantes, com um taxa de variação $\dot{\phi}_0 = 0.680 \pm 0.02^\circ/\text{dia}$ o que fornece um período de rotação entre 17 e 19 meses para o braço. A determinação do período de rotação permite prever o comportamento de F_B/F_R , o que pode ser testado através de observações. Isto significa, por exemplo, que se 18 meses é o período característico de rotação do braço espiral, em meados de Agosto de 2011 a razão F_B/F_R deve se aproximar do valor ≈ 0.7 medido na primeira observação em Março de 2010.
- iii. *A separação entre os picos*: no modelo de braço espiral simples modelamos a separação entre os picos mudando a contribuição relativa entre as regiões internas e externas do disco: nos perfis mais largos as regiões externas foram mais importantes e nos perfis mais estreitos as regiões internas foram mais importantes. No modelo de braço espiral saturado a separação entre os picos foi modelada através da variação do raio de máxima emissividade do disco: para os perfis mais estreitos a máxima emissividade se localiza mais próxima ao raio externo, enquanto que para os perfis mais largos o raio de máxima emissividade se localiza mais próximo do raio interno do disco.
- iv. *Deficiências dos modelos*:
 - A) O excesso na asa azul do perfil – ambos os modelos, nas épocas entre Agosto de 2010 e Fevereiro de 2011, não obtiveram sucesso em modelar a asa azul. É evidente um excesso de fluxo entre $\approx 6300 - 6450 \text{ \AA}$ no perfil observado em relação ao perfil ajustado, o que leva a concluir que este “excesso azul” é uma característica não contemplada por nenhum dos dois modelos. Tal excesso também foi observado em discos de acreção de outros objetos (Eracleous & Halpern, 2003) e (Gezari et al., 2007).
 - B) O deslocamento sistemático do centro do perfil – nas últimas épocas, de Janeiro a Março de 2011, o modelo teórico é melhor ajustado quando permitimos um deslocamento sistemático do centro do perfil teórico correspondendo a velocidades entre ≈ -230 e

-550 km s^{-1} (medidas em relação a componente estreita da linha $H\alpha$ ver Figs. 8 e 10 do paper). Este deslocamento não é proveniente diretamente do modelo, sendo portanto ad hoc. Deslocamento semelhante foi observado por Storchi-Bergmann et al. (2003) e tentativamente atribuído a ventos emanados do disco de acreção.

3.0.2 As escalas de tempo de variação

As escalas de tempo de variação do disco de acreção relevantes para este trabalho são a escala de tempo de variação dinâmica – $\tau_{dyn} \gtrsim 7$ meses – e a escala de tempo de viagem da luz ao longo do disco de acreção – $\tau_l \gtrsim 7$ dias, e os vínculos observacionais para estas escalas são:

- i. Para τ_l : a evolução temporal de F_{broad} está mostrada na Fig. 5 do paper. Para vincular a escala de variação mínima do fluxo integrado foram realizadas três observações em Janeiro, três em Fevereiro e duas em Março de 2011. Dessa maneira, concluímos que 7 dias não foi um intervalo de tempo suficiente para que F_{broad} variasse significativamente, enquanto que 21 dias foi suficiente para vermos um decréscimo no fluxo de $\approx 30\%$, o que nos leva a estimar uma escala de tempo de variação para o fluxo integrado entre 7 e 21 dias.
- ii. Para τ_{dyn} : a evolução temporal de F_B/F_R está mostrada na Fig. 6 do paper. Para estimar um escala de tempo de variação perceptível escolhemos os intervalos de tempo em que ocorreram as maiores variações na intensidade relativa entre os picos. F_B/F_R variou de ≈ 0.7 para ≈ 1.3 entre Março e Agosto de 2010, o que corresponde a um intervalo um pouco maior do que 5 meses. Uma segunda variação pode ser notada entre Agosto de 2010 e Fevereiro de 2011 quando F_B/F_R decresceu de ≈ 1.3 para ≈ 1.0 em um intervalo de aproximadamente 6 meses. Essas duas variações foram escolhidas por dois motivos, elas são facilmente perceptíveis através de inspeção visual da Fig 3 do paper, e representam variações de $F_B/F_R \geq 0.3$ o que é maior que a maior incerteza de 0.1 nas medidas de F_B/F_R .

3.0.3 Comparação com trabalhos anteriores

- i. A Fig. 7 do paper mostra a anticorrelação entre $V_R - V_B$ e F_{broad} . Tal anticorrelação está em concordância com o trabalho de Storchi-Bergmann et al. (2003), que a interpretou como o enfraquecimento da fonte ionizante central causando a diminuição de F_{broad} e o aumento de $V_R - V_B$. Neste trabalho interpretamos a anticorrelação entre $V_R - V_B$ e

F_{broad} como devido à reverberação de variações na fonte ionizante. Quando a fonte ionizante está mais intensa as partes mais externas do disco tornam-se relativamente mais importantes para a emissão da linha e o perfil se torna mais estreito; com o enfraquecimento da fonte central as partes mais internas do disco se tornam mais importantes e o perfil de duplo-pico fica mais alargado.

- ii. A) A escala de tempo de viagem da luz vinculada através das observações é uma nova característica da variabilidade do perfil de duplo-pico do disco de acreção da galáxia NGC 1097, sendo – tanto quanto sabemos – a primeira vez que variações tão rápidas são observadas no perfil de duplo-pico de um núcleo ativo. Este vínculo reforça os valores encontrados para os raios interno e externo do disco através da modelagem:

$$\xi_1 = 450r_g \approx 3 \text{ dias - luz}$$

$$\xi_2 = 1600r_g \approx 11 \text{ dias - luz}$$

B) Neste trabalho favorecemos o cenário em que as variações de F_B/F_R são compatíveis com a escala de tempo dinâmica $\tau_{dyn} \approx 7$ meses. Este cenário difere do proposto por Storchi-Bergmann et al. (2003), pois para $M_\bullet = 1.2 \times 10^8 M_\odot$ estimamos $\tau_s \approx 260$ anos. Entretanto em 2003 Storchi-Bergmann et al. (2003) favoreceu o cenário em que as variações de F_B/F_R eram compatíveis com a escala de tempo de viagem do som ao longo do disco τ_s . Esta diferença se deve a dois fatores: (1) atualmente temos uma estimativa mais robusta da massa do BNSM, $M_\bullet = 1.2 \times 10^8 M_\odot$ (Lewis & Eracleous, 2006) que é 10^2 vezes maior que o valor estimado até 2003 levando a um valor revisado de $\tau_s = 265$ anos; (2) as nossas observações são mais frequentes, o que nos permitiu amostrar variações mais rápidas no perfil, obtendo um período de variação bem menor que os 5.5 anos de Storchi-Bergmann et al. (2003)

3.0.4 Perspectivas

Embora tenhamos concluído que a escala de tempo de variação $\tau_l \approx 7 - 20$ dias é devido à reverberação no disco da radiação emitida pela fonte pretendemos realizar um projeto de “mapeamento por reverberação” no núcleo da galáxia NGC 1097, monitorando simultaneamente emissão em raios-X (por exemplo, através do satélite Chandra) e o perfil de duplo-pico (óptico). O objetivo de verificar se as variações rápidas do perfil são de fato a reverberação de variações na fonte ionizante central, obter vínculos mais fortes para τ_l .

Prendemos também monitorar outros LINERs emissores de duplo-pico com observações freqüentes com o objetivo de verificar se as características e escalas de variação observadas para o perfil de duplo-pico da NGC 1097 são um caso especial ou são recorrentes em outros LINERs.

APÊNDICE A – Cálculos computacionais dos modelos

Neste apêndice são apresentadas as principais equações do cálculo do perfil teórico para a emissão de duplo-pico devido a um disco Kepleriano e relativístico com um ângulo de inclinação i em relação a linha de visada, cuja porção emissora de linhas é delimitada pelos raios interno ξ_1 e externo ξ_2 . Esta formulação foi desenvolvida por Eracleous & Halpern e é a mesma adotada por Chen & Halpern (1989). A emissividade axialmente simétrica do disco varia com uma lei de potência da forma $\varepsilon(\xi) = \xi^{-q}$, enquanto a perturbação na emissividade segue a formulação de Gilbert et al. (1999) sob a forma de um braço espiral.

O fluxo total *observado* da linha, F , é a integral da intensidade específica I_ν sobre a frequência observada ν e sobre o ângulo sólido $d\Omega$ correspondente ao disco emissor:

$$F = \int \int \int I_\nu d\nu d\Omega \quad (\text{A.1})$$

A intensidade específica *emitida* é assumida como

$$I_{\nu_e}(\xi, \phi, \nu_e) = \frac{\varepsilon(\xi, \phi) e^{-(\nu_e - \nu_0)^2 / 2\sigma^2}}{4\pi (2\pi)^{1/2} \sigma}, \quad (\text{A.2})$$

onde ν_e é a frequência emitida e ν_0 é a frequência de referência ($H\alpha$), onde o alargamento local da frequência emitida é definido por um perfil Gaussiano com desvio padrão σ . $\varepsilon(\xi, \phi)$ é a emissividade superficial do disco de maneira que $\varepsilon(\xi, \phi) = \varepsilon(\xi)[1 + \varepsilon(\phi)]$, onde $\varepsilon(\xi)$ expressa a dependência radial (axialmente simétrica) e $\varepsilon(\phi)$ expressa a perturbação espiral como uma função do ângulo azimutal (ϕ), tal que:

$$\varepsilon(\phi) = \left\{ \frac{A}{2} \exp \left[-\frac{4 \ln 2}{\delta^2} (\phi - \psi_0)^2 \right] + \frac{A}{2} \exp \left[-\frac{4 \ln 2}{\delta^2} (2\pi - \phi + \psi_0)^2 \right] \right\}, \quad (\text{A.3})$$

O fator Doppler, D , é definido como $D = \nu / \nu_e$ onde ν é a frequência observada. Na

aproximação de campo gravitacional fraco D é expresso como

$$D = \left(1 - \frac{3}{\xi}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{\sin i \sin \phi}{\xi^{1/2}}\right)^{-1} \quad (\text{A.4})$$

A quantidade $1 + X = v/v_0$ é definida de maneira que $F = \int F_X dX$, e pelo invariante de Lorentz $I_v/v^3 = I_{v_e}/v_e^3$ temos:

$$I_v = I_{v_e} \left(\frac{v}{v_e}\right)^3 = I_{v_e} D^3 \quad (\text{A.5})$$

A expressão final para a integral em fluxo específico observado F_X^1 é dada por:

$$F_X = \epsilon_0 \int_{\xi_1}^{\xi_2} \int_0^{2\pi} d\xi d\phi \exp \left[-\frac{(1+X-D)^2 v_0^2}{2\sigma^2 D^2} \right] D^3 \xi^{1-q} [1 + \epsilon(\phi)] \left[1 + \left(\frac{1 - \sin i \cos \phi}{1 + \sin i \cos \phi} \right) \right] \quad (\text{A.6})$$

Nesta formulação os possíveis parâmetros livres para a modelagem são:

- O raio interno ξ_1 , e o raio externo ξ_2 , da região emissora de linhas.
- O ângulo de inclinação i , do disco.
- O parâmetro de alargamento σ .
- O contraste do braço espiral A .
- O ângulo de orientação azimutal do braço espiral ϕ_0 .
- O *pitch angle* p .
- A largura azimutal do braço espiral δ .
- O raio onde inicia o braço espiral ξ_{sp} .
- O índice da lei de emissividade, q .

O código para calcular F_X através das equações descritas acima está escrito na linguagem de programação *Fortran90* e foi adaptado por Rodrigo S. Nemmen como segue:

¹Detalhes dos cálculos para obtenção de F_X em Halpern & Chen (1989)

Arquivo: /home/jaderson/Dropbox/jaders...ofiles/spiral_calculations.f90

Página 1 de 2

```

! Calculations for a theoretical line profile - accretion disk with spiral arm.
! Based on ideas from Eracleous, Gilbert.
!
! This code was modified from the original calculations.f90 (see
! dps/profile/spiral/ic), in order to be parsed by f2py and be called
! from Python.
!
! Example of how to call this in a Python code, assuming that spiral is the
! module resulting from f2py:
! >>> import spiral
! >>> x=spiral.calculations(300,2,6561,40,100,1000,1000,0,2,10,45,50,1000)
!                               ^ maxwave, narms, ...
! The first three input variables are ignored. The result x is a tuple: a 3x300
! matrix with lambda,flux,velocity.
!
! Note that intent(in) variables cannot be changed in the code, hence the
! notation below: phi00,broadd,... are input, while phi0,broad,... are changed
! during execution.

SUBROUTINE CALCULATIONS
(PFX,PCLAM,PVEL,maxwave,narms,OLAMBDA,ANGIi,XI1,XI2,BROADd,PHI00,Q,AMP,PITCHh,XIW,XISP)
IMPLICIT NONE
real, intent(in) :: OLAMBDA,ANGIi,XI1,XI2,BROADd,PHI00,Q,AMP,PITCHh,XIW,XISP
integer, intent(in) :: maxwave, narms
real, intent(out), dimension(maxwave) :: PEX,PCLAM,PVEL
real, parameter :: pi=3.141592
integer, parameter :: nstep=100, maxstep=100
INTEGER :: I,K,J,N
REAL :: SINCOS(MAXSTEP),SINSIN(MAXSTEP),EX(MAXWAVE),CLAM(MAXWAVE),VEL(MAXWAVE), &
PHIP(MAXSTEP),sini,cosi,tani, &
XIDEL,XIDIFF,PHISTEP,XI,XISTEP,SIG,TANPITCH, &
ALPHA,BETA,XIPOW,PSI0,ARMS,DPSI,PSI,DOPPLER,EXPON, &
ARG,ELEMENT,angi,broad,phi0,pitch
! Instructions required by f2py
!f2py depend(maxwave) :: pex, pclam, pvel
!f2py intent(in) :: OLAMBDA,ANGIi,XI1,XI2,BROADd,PHI00,Q,AMP,PITCHh,XIW,XISP,maxwave,narms
!f2py intent(out) :: pex, pclam, pvel

! A OBS -> PHI0
! WIDTH -> XIW

PHI0=PHI00/57.29578 ! Some translations
ANGI=ANGIi/57.29578
SINI = SIN(ANGI)
COSI = COS(ANGI)
TANI = TAN(ANGI)
BROAD=BROADd/3.E5 !translate km/s to v/c
PITCH=PITCHh/57.29578

SIG=(PI/180.)*XIW/SQRT(8.*LOG(2.))
TANPITCH=TAN(PITCH)

!--> Construct the arrays of trigonometric functions. These will be very
! useful later in the CPU intensive loops.

XIDEL = ALOG10(XI2/XI1)/NSTEP/2. ! log steps in radius
XIDEL = 10.**XIDEL ! 1/2 radial step size
XIDIFF = (XIDEL-1.)/XIDEL
PHISTEP = 2.*3.14159/NSTEP ! phi step size

DO I=1,NSTEP
PHIP(I)=0.5*PHISTEP*(2*I-1)
SINCOS(I)=SINI*COS(PHIP(I))
SINSIN(I)=SINI*SIN(PHIP(I))
ENDDO

!--> This is the heart of the program. Three nested loops compute the line
! profile as a function of wavelength, by integrating over the surface of
! the disk.

OUTER: DO K=1,MAXWAVE
EX(K) = 0.0705 - 0.0005*K

```

Arquivo: /home/jaderson/Dropbox/jaders...ofiles/spiral_calculations.f90

Página 2 de 2

```

CLAM(K) = 0.
BETWEEN: DO J=1,NSTEP
  XI=XI1*XIDEL**(2*J-1)
  XISTEP=XI*XIDIFF
  ALPHA=SQRT(1.-(3./XI))
  BETA=SQRT(1.-(2./XI))
  XIPOW=XI**(1-Q)
  PSI0=PHI0+LOG10(XI/XI2)/TANPITCH
  INNER: DO I=1,NSTEP
    ARMS=0.
    IF (XI.GE.XISP) THEN
      DO N=1,NARMS
        PSI=PSI0+2.*PI*REAL(N-1)/REAL(NARMS)
        DPSI=ABS(PHIP(I)-PSI)
        ARMS=ARMS+EXP(-DPSI*DPSI/2./SIG/SIG)
        DPSI=2.*PI-ABS(PHIP(I)-PSI)
        ARMS=ARMS+EXP(-DPSI*DPSI/2./SIG/SIG)
      ENDDO
    ENDIF
    DOPPLER=1.+(SINSIN(I)/SQRT(XI))
    DOPPLER=ALPHA/DOPPLER
    EXPON=(1.+EX(K)-DOPPLER)/DOPPLER/BROAD
    EXPON=EXPON*EXPON/2.
    ARG=DOPPLER*DOPPLER*DOPPLER &
      *XIPOW*(1.+0.5*AMP*ARMS) &
      *(1+((1-SINCOS(I))/(1+SINCOS(I)))/XI) &
      *EXP(-EXPON)
    ELEMENT=ARG*XISTEP*PHISTEP
    CLAM(K)=CLAM(K)+ELEMENT
  ENDDO INNER
ENDDO BETWEEN
VEL(K)= -3.E5*EX(K)
EX(K) = 0LAMBDA/(1.+EX(K))
ENDDO OUTER

!--> Pass the quantities that will be plotted or save to auxiliary
!   R*4 plotting arrays.

DO I=1,MAXWAVE
  PEX(I)=EX(I)
  PCLAM(I)=CLAM(I)
  PVEL(I)=VEL(I)
ENDDO

END SUBROUTINE CALCULATIONS

```


REFERÊNCIAS

- Bica E., 1988, *Population synthesis in galactic nuclei using a library of star clusters*, A&A, 195, 76
- Bower C. A., Wilson A. S., Heckman T. M., Richstone D. O., 1996, *Stellar kinematics and double-peaked broad emission lines in the nearby LINER M81*, ASPC, 103, 163
- Chakrabarti S. K., Wiita P. J., 1993, *Spiral shocks in accretion disks as a contributor to variability in active galactic nuclei*, ApJ, 411, 602
- Chen K., Halpern J. P., Filippenko A. V., 1989, *Kinematic evidence for a relativistic Keplerian disk - ARP 102B*, ApJ, 339, 742
- Halpern J. P., Chen K., 1989, *New evidence for accretion disks in AGNS*, IAUS, 134, 245
- Chen K., Halpern J. P., 1989, *Structure of line-emitting accretion disks in active galactic nuclei - ARP 102B*, ApJ, 344, 115
- Diaz M. P., Steiner J. E., 1991, *Spectroscopy of the cataclysmic variable UU AQR*, AJ, 102, 1417
- Dumont A. M., Collin-Souffrin S., 1990, *Line and continuum emission from the outer regions of accretion discs in active galactic nuclei - Part IV - Line emission*, A&A, 229, 313
- Eracleous M., Halpern J. P., 1994, *Doubled-peaked emission lines in active galactic nuclei*, ApJS, 90, 1
- Eracleous M., Livio M., Halpern J. P., Storchi-Bergmann T., 1995, *Elliptical accretion disks in active galactic nuclei*, ApJ, 438, 610
- Eracleous M., 1998, *The quest for the dynamical signature of accretion disks in active galactic nuclei*, AdSpR, 21, 33
- Eracleous M., Halpern J. P., 2001, *NGC 3065: a certified LINER with broad, variable balmer lines*, ApJ, 554, 240
- Eracleous M., Halpern J. P., 2003, *Completion of a survey and detailed study of double-peaked emission lines in radio-loud active galactic nuclei*, ApJ, 599, 886
- Ferrarese L., Ford H., 2005, *Supermassive black holes in galactic nuclei: past, present and future research*, SSRv, 116, 523

- Flohic H. M. L. G., Eracleous M., 2008, *Interpreting the variability of double-peaked emission lines in active galactic nuclei with stochastically perturbed accretion disk models*, ApJ, 686, 138
- Frank J., King A., Raine D. J., *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*, 3.ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2002
- Gezari S., Halpern J. P., Eracleous M., 2007, *Long-term profile variability of double-peaked emission lines in active galactic nuclei*, ApJS, 169, 167
- Gilbert A. M., Eracleous M., Filippenko A. V., Halpern J. P., 1999, *Accretion disk models and long-term variability of double-peaked Balmer line profiles in AGNs*, ASPC, 175, 189
- Halpern J. P., 1990, *Line emission from another relativistic accretion disk - 3C 332*, ApJ, 365, L51
- Heckman T. M., 1980, *Activity in the nuclei of normal galaxies.*, HiA, 5, 185
- Ho L. C., Rudnick G., Rix H.-W., Shields J. C., McIntosh D. H., Filippenko A. V., Sargent W. L. W., Eracleous M., 2000, *Double-peaked broad emission lines in NGC 4450 and other LINERS*, ApJ, 541, 120
- Ho L. C., 2008, *Nuclear activity in nearby galaxies*, ARA&A, 46, 475
- Koshida S., Yoshii Y., Kobayashi Y., et al., 2009, *Variation of inner radius of dust torus in NGC4151*, ApJ, 700, L109
- Lewis K. T., Eracleous M., 2006, *Black hole masses of active galaxies with double-peaked Balmer emission lines*, ApJ, 642, 711
- Lewis K. T., Eracleous M., Storchi-Bergmann T., 2010, *Long-term rprofile variability in active galactic nucleus with double-peaked Balmer emission lines*, ApJS, 187, 416
- Malkan M. A., 1983, *The ultraviolet excess of luminous quasars. II - Evidence for massive accretion disks*, ApJ, 268, 582
- Minezaki T., Yoshii Y., Aoki T., Kobayashi Y., Suganuma M., Enya K., Tomita H., Peterson B. A., 2006, *The inner size of the dust torus in the Seyfert 1 galaxy NGC 4151*, ASPC, 360, 79
- Narayan R., 2005, *Low-luminosity accretion in black hole X-ray binaries and active galactic nuclei*, Ap&SS, 300, 177

- Narayan R., McClintock J. E., 2008, *Advection-dominated accretion and the black hole event horizon*, *NewAR*, 51, 733
- Nemmen R. S., Storchi-Bergmann T., Eracleous M., Terashima Y., Wilson A., 2004, *The ionizing source of the nucleus of NGC 1097*, *IAUS*, 222, 53
- Nemmen R. S., Storchi-Bergmann T., Yuan F., Eracleous M., Terashima Y., Wilson A. S., 2006, *Radiatively inefficient accretion flow in the nucleus of NGC 1097*, *ApJ*, 643, 652
- Newman J. A., Eracleous M., Filippenko A. V., Halpern J. P., 1997, *Measurement of an active galactic nucleus central mass on centiparsec scales: results of long-term optical monitoring of ARP 102B*, *ApJ*, 485, 570
- Perez E., Mediavilla E., Penston M. V., Tadhunter C., Moles M., 1988, *An accretion disc in the broad-line radio galaxy 3C 390.3?*, *MNRAS*, 230, 353
- Peterson B. M., Wandel A., 2000, *Evidence for supermassive black holes in active galactic nuclei from emission-line reverberation*, *ApJ*, 540, L13
- Peterson B. M., Ferrarese L., Gilbert K. M., et al., 2004, *Central masses and broad-line region sizes of active galactic nuclei. II. A homogeneous analysis of a large reverberation-mapping database*, *ApJ*, 613, 682
- Peterson B. M. *An Introduction to Active Galactic Nuclei*, 1.ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1997, 613, 682
- Phillips M. M., Pagel B. E. J., Edmunds M. G., Diaz A., 1984, *Nuclear activity in two spiral galaxies with jets: NGC 1097 and 1598*, *MNRAS*, 210, 701
- Puebla R. E., Diaz M. P., Hillier D. J., Hubeny I., 2011, *A method for the study of accretion disk emission in cataclysmic variables. I. The model*, *ApJ*, 736, 17
- Riffel R. A., Storchi-Bergmann T., McGregor P. J., 2009, *The dusty nuclear torus in NGC 4151: constraints from gemini near-infrared integral field spectrograph observations*, *ApJ*, 698, 1767
- Rees M. J., Begelman M. C., Blandford R. D., Phinney E. S., 1982, *Ion-supported tori and the origin of radio jets*, *Nature*, 295, 17
- Robinson E. L., 1976, *The structure of cataclysmic variables*, *ARA&A*, 14, 119
- Salpeter E. E., 1964, *Accretion of interstellar matter by massive objects.*, *ApJ*, 140, 796

- Shields G. A., 1978, *Thermal continuum from accretion disks in quasars*, *Natur*, 272, 706
- Shields J. C., Rix H.-W., McIntosh D. H., Ho L. C., Rudnick G., Filippenko A. V., Sargent W. L. W., Sarzi M., 2000, *Evidence for a black hole and accretion disk in the LINER NGC 4203*, *ApJ*, 534, L27
- Stauffer J., Schild R., Keel W., 1983, *ARP 102B - A new and unusual broad-line galaxy*, *ApJ*, 270, 465
- Storchi-Bergmann T., Baldwin J. A., Wilson A. S., 1993, *Double-peaked broad line emission from the LINER nucleus of NGC 1097*, *ApJ*, 410, L11
- Storchi-Bergmann T., Eracleous M., Livio M., Wilson A. S., Filippenko A. V., Halpern J. P., 1995, *The variability of the double-peaked Balmer lines in the active nucleus of NGC 1097*, *ApJ*, 443, 617
- Storchi-Bergmann T., Eracleous M., Ruiz M. T., Livio M., Wilson A. S., Filippenko A. V., 1997, *Evidence for a precessing accretion disk in the nucleus of NGC 1097*, *ApJ*, 489, 87
- Storchi-Bergmann T., Nemmen da Silva R., Eracleous M., et al., 2003, *Evolution of the nuclear accretion disk emission in NGC 1097: getting closer to the black hole*, *ApJ*, 598, 956
- Strateva I. V., Strauss M. A., Hao L., et al., 2003, *Double-peaked low-ionization emission lines in active galactic nuclei*, *AJ*, 126, 1720
- Strateva I. V., Brandt W. N., Eracleous M., Schneider D. P., Chartas G., 2006, *The X-ray properties of active galactic nuclei with double-peaked balmer lines*, *ApJ*, 651, 749
- Strateva I. V., Brandt W. N., Eracleous M., Garmire G., 2008, *A Chandra look at five of the broadest double-peaked balmer line emitters*, *ApJ*, 687, 869
- Suganuma M., Yoshii Y., Kobayashi Y., et al., 2006, *Reverberation measurements of the inner radius of the dust torus in nearby Seyfert 1 galaxies*, *ApJ*, 639, 46
- Syer D., Clarke C. J., 1992, *The viscous evolution of elliptical accretion discs*, *MNRAS*, 255, 92
- Wu S.-M., Wang T.-G., Dong X.-B., 2008, *Broad reprocessed Balmer emission from warped accretion discs*, *MNRAS*, 389, 213
- Yu Z., Yuan F., Ho L. C., 2011, *On the origin of ultraviolet emission and the accretion model of low-luminosity active galactic nuclei*, *ApJ*, 726, 87

Zheng W., Veilleux S., Grandi S. A., 1991, *3C 390.3 - Modeling variable profile humps*, ApJ, 381, 418