

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ  
МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ



Томислав Ј. Лукић

**Ефекти присуства блиских двојних црних рупа мање масе  
у језгрима активних галаксија на њихов спектар**

Мастер рад

Београд, 2024

**Ментор:**

Др. Лука Ч. Поповић, редовни професор  
Универзитет у Београду, Математички факултет

**Чланови комисије:**

Др. Драгана Ј. Илић, редовни професор  
Универзитет у Београду, Математички факултет

Др. Анђелка Б. Ковачевић, ванредни професор  
Универзитет у Београду, Математички факултет

**Датум одбране:**

**Наслов мастер рада:** Ефекти присуства блиских двојних црних рупа мање масе у језгрима активних галаксија на њихов спектар

**Резиме:** У овом раду се разматра могућност да се детектују двојне црне рупе (Binary Black Holes) мањих маса (реда милион Сунчевих маса,  $10^6 M_{\odot}$ ) на међусобном растојању реда субпарсека (sub-pc) користећи дугорочне фотометријске и спектроскопске посматрачке подухвате (мањих) активних галактичких језгара (Active Galactic Nuclei, AGN). У раду је објашњена природа дугорочне варијабилности изазвана динамичким ефектима двојних црних рупа. Описан је и модел супермасивних двојних система (*PoSKI модел*), који је примењен у овом раду за мање масивне системе, а који подразумева да обе црне рупе имају своје акреционе дискове и додатне регионе емисије линија. Симулирана је  $H_{\beta}$  спектрална линија за укупну масу двојног система реда величине  $10^6 M_{\odot}$  и за различите односе маса компонената. Анализиран је сет кривих сјаја широке линије, као и ширине линије на половини максимума интензитета (FWHM) за једну пуну орбиту двојног система са различитим параметрима, да би се испитала могућност издвајања периодичности система. Симулираном спектру је додат и шум како би што више личио на реална посматрања. Анализа је показала да широке линије емитоване из оваквих система јако зависе од односа маса компонената. Нађено је да криве сјаја интензитета, варијабилност ширине линије на половини максимума интензитета, као и корелације између параметара линије могу бити индикатори постојања двојних црних рупа мањих маса. Коначно, да се закључити да подухвати дугорочног посматрања активних галактичких језгара могу бити од користи за детекцију кандидата за двојне црне рупе мањих маса.

**Кључне речи:** активна галактичка језгра, двојне црне рупе, широка  $H_{\beta}$  линија, периодичност.

## Садржај

1 Увод .....	1
2 Црне рупе, двојне црне рупе, судари галаксија и активне галаксије .....	3
2.1 Црне рупе .....	3
2.1.1 Технике за откривање потенцијалних црних рупа.....	4
2.1.2 Величина црних рупа .....	4
2.1.3 Типови црних рупа .....	5
2.2 Двојне црне рупе .....	6
2.2.1 Појава двојних црних рупа.....	7
2.2.2 Проблем последњег парсека .....	7
2.2.3 Фазе у судару двојних црних рупа .....	8
2.2.4 Избацивање сударајућих црних рупа.....	8
2.3 Судари галаксија .....	9
2.4 Активне галаксије .....	10
3 Проблем у детекцији (супермасивних) двојних црних рупа .....	14
3.1 Супермасивне двојне црне рупе и емисионе линије у активним галактичким језгрима .....	15
3.2 Утицај кинематичких параметара супермасивних двојних црних рупа на параметре линија области широких линија .....	17
3.2.1 Интензитет линије као индикатор присутности супермасивних двојних црних рупа.....	18
3.2.2 Очекивана кинематика у супермасивном двојном систему и њен утицај на помак, ширину и облик линије .....	19
3.3 Широке емисионе линије и супермасивне двојне црне рупе.....	23
3.3.1 Две или једна област емисије широких линија у супермасивном двојном систему? .....	24
3.3.2 Широке линије са два пика и јако померене широке линије .....	26
3.3.3 Променљивост профила широких линија и супермасивни двојни системи .....	29
3.3.4 Вероватноћа детекције супермасивних двојних система кориштењем широких емисионих линија .....	31
4 Модел и метод симулације супермасивних двојних црних рупа .....	33
4.1 Динамички параметри система супермасивних двојних црних рупа .....	35
4.2 Структура акреционог диска – емисија у континууму .....	37

4.3 Промена сјаја због динамичке интеракције .....	38
4.4 Промена величине региона широких линија .....	41
4.5 Профили $H_{\beta}$ линије – интензитет, ширина и помак .....	42
4.6 Алгоритам за моделирање композитног спектра супермасивних двојних црних рупа и симулирање његове варијабилности .....	44
5 Резултати истраживања .....	46
5.1 Параметри симулираног модела .....	46
5.2 Варијабилност широке линије .....	46
5.3 Криве сјаја интензитета линије .....	48
5.4 Корелације .....	51
5.5 Закључак .....	55
Литература .....	56

# 1 Увод

Тема овог рада је део актуелних истраживања са циљем откривања супермасивних двојних црних рупа (Supermassive Binary Black Holes, SMBHs) помоћу електромагнетних таласа.

Очекује се да систем супермасивних двојних црних рупа заузима центар одређеног броја галаксија (Begelman et al., 1980; Merritt & Milosavljević, 2005), међутим постоји проблем детекције супермасивних двојних црних рупа. Потенцијално добар метод за детекцију супермасивних двојних црних рупа би било директно снимање у радио посматрањима високе резолуције (Burke-Spolaor, 2011; Fu et al., 2011; Roland et al., 2013; Tsai et al., 2013; Liu et al., 2014; Mooley et al., 2018, etc.), посебно на растојању реда килопарсека (кpc). На скали субпарсека (sub-pc), систем супермасивних двојних црних рупа обично не може бити просторно раздвојен помоћу данас расположиве посматрачке опреме, посебно за објекте са великим црвеним помаком. За објекте у локалном Свемиру изузеци су *Event Horizon Telescope* и *Gravity* који могу посматрати са врло великом просторном резолуцијом. У случају када спектралне карактеристике рефлектују динамичке карактеристике орбиталног кретања двојног система, спектроскопске методе могу бити коришћене за детекцију кандидата за супермасивне двојне црне рупе (Gaskell, 1983; Popović et al., 2000; Shen & Loeb, 2010; Tsalmantza et al., 2011; Eracleous et al., 2012; Popović, 2012; Bon et al., 2012; Liu et al., 2014; Barth et al., 2015; Nguyen & Bogdanović, 2016; Li et al., 2016; Simić & Popović, 2016; Wang et al., 2017; Li et al., 2019; De Rosa et al., 2019; Nguyen et al., 2020; Serafinelli et al., 2020; Popović et al., 2021; Simić et al., 2022; Jovanović et al., 2024, etc.).

У овом раду ће бити направљен преглед и дискутована могућност да се користећи емисионе линије открију супермасивни двојни системи (или избачене црне рупе после судара). Даће се детаљнија дискусија само о могућности детекције области широких линија (Broad Line Region, BLR) двојног система користећи широке оптичке линије.

Биће описан и модел (PoSKI model, Popović et al., 2021) система супермасивних двојних црних рупа који подразумева да обе црне рупе имају свој акрециони диск и додатну(е) област(и) емисије линија. Ова истраживања би могла бити неопходна за будући дугорочни преглед, као што је нпр. LSST (Legacy Survey of Space and Time).

У овом мастер раду се истражује електромагнетни сигнал код блиских црних рупа које су мање масивне него што се очекује код класичних активних галаксија.

Циљ овог рада је да истражи спектралне карактеристике блиских двојних црних рупа које се хипотетички могу наћи у центру активних галаксија али за разлику од претходних истраживања, где су се разматрале супермасивне црне рупе реда величине стотине милиона или милијарду Сунчевих маса ( $10^8 M_{\odot}$ ,  $10^9 M_{\odot}$ ), овде се разматрају двојне црне рупе мањих маса, реда величине милион Сунчевих маса ( $10^6 M_{\odot}$ ). Овакве мање црне рупе су присутне у језгрима активних галаксија малих маса код којих се посматра променљивост у спектру и спектралне линије.

У раду су моделирани спектари двојних блиских црних рупа које имају масе реда величине милион Сунчевих маса ( $10^6 M_{\odot}$ ), које имају гас у околини и које због тога имају линијске емисионе регионе. Биће примењен *PoSKI модел* дат у раду Popović et al. (2021), само за разлику од података датих у овом раду разматраће се мање масивне црне рупе. У овом раду ће бити симулиран изглед  $H_{\beta}$  спектралне линије за различите односе маса компоненат система супермасивних двојних црних рупа маса реда величине милион Сунчевих маса ( $10^6 M_{\odot}$ ).

У овом раду дајемо преглед, а и дискусију о могућност да се емисионе линије користе за откриће супермасивних двојних система код активних галаксија.

Добро је познато да се дешавају бројни судари галаксија где судар наступа на скали реда килопарсека (кpc) (Burke-Spolaor, 2011; Fu et al., 2011; Roland et al., 2013; Woo et al., 2013, 2014; Liu et al., 2014; Shangguan et al., 2016; Liu et al., 2018). Две сударајуће галаксије могу евентуално еволуирати у тзв. субпарсек (sub-pc) фазу, где две супермасивне црне рупе, окружене локалним гасом (и звездама), формирају систем супермасивне двојне црне рупе. Ова фаза претходи фази судара супермасивних двојних црних рупа, за коју се очекује да буде извор гравитационих таласа. Стога је есенцијално њихово откривање и лоцирање на небу. Извори гравитационих таласа за "Pulsar Timing Array" (PTA) пројекат за детекцију истих су супермасивне двојне црне рупе, стога налажење могућих кандидата за супермасивне двојне црне рупе може бити веома значајно за будућу PTA детекцију гравитационих таласа. Из тог разлога изучавање електромагнетног сигнала. Реч је о тзв. мулти-месинџер астрономији (Multi-Messenger Astronomy) која је базирана на **координисаном** посматрању и интерпретацији сигнала у различитим спектралним опсезима али укључујући неутрине и гравитационе таласе.

Рад је организован на следечи начин: У §2 дат је опис црних рупа, двојних црних рупа, галактичких судара и физичка класификација галаксија. У §3 се разматра проблематика откривања кандидата за супермасивне двојне црне рупе помоћу електромагнетног зрачења. У §4 је описан *PoSKI модел*. У §5 се дају резултати истраживања у овом раду.

У раду су кориштени оригинални енглески изрази у недостатку адекватних и звучних превода на српски јетик.

## 2 Црне рупе, двојне црне рупе, судари галаксија и активне галаксије

### 2.1 Црне рупе

Црна рупа (Black Hole, BH) је у астрономији назив за објекат чије је гравитационо поље толико јако да ниједан облик материје или радијације не може да се отисне од ње, укључујући и кванте светлости, за које се сматра да имају највећу брзину у природи, због чега објекат при посматрању делује црно. Црне рупе представљају једно од позната (три) решења познате Ајнштајнове (Albert Einstein, 1879-1955) једначине поља:

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu}, \quad (1)$$

где је  $G_{\mu\nu}$  Ајнштајнов тензор који даје меру закривљености простор-времена,  $g_{\mu\nu}$  метрички тензор,  $T_{\mu\nu}$  тензор енергије и импулса (Stress-Energy Tensor),  $\Lambda$  космолошка константа,  $R_{\mu\nu}$  Ричијев тензор закривљености, а  $R$  (Ричијев) скалар закривљености.

***Ајнштајнова општа теорија релативности црну рупу описује као место у коме је простор-време бесконачно закривљено.***

Истраживање црних рупа је једана од најинтригантнијих области науке и црне рупе су предмет истраживања више од два века.

Термин црна рупа је новијег датума. Сковао га је 1969. године амерички научник Џон Вилер (John Wheeler, 1911-2008) као опис једне замисли која је стара најмање две стотине година. Пошавши од претпоставке да на светлост делује гравитација, професор са Кембриџа (Cambridge) Џон Мичел (John Michell, 1724-1793) је објавио 1783. године рад у коме је истакао да би звезда довољно масивна и збијена имала толико снажно гравитационо поље да му ни светлост неби могла побећи. Сматрао је да постоји много оваквих звезда. Иако ми небисмо могли да их видимо, могли бисмо да осетимо њихово гравитационо дејство.

На сличну замисао је неколико година касније дошао француски научник Лаплас (Pierre-Simon Laplace, 1749-1827). Он је у својим радовима истакао да мало знамо о природи светлости да би могли да претпоставимо како на њу делује гравитација и да није сасвим на месту изједначити светлост са објектима у Њутновој теорији гравитације, јер је брзина светлости константна.

Теорија која објашњава на који начин гравитација утиче на светлост појавила се 1915. године када је Ајнштајн објавио своју општу теорију релативности. Међутим, проћи ће много времена док се концепт црне рупе потпуно не усвоји.

Карл Шварцшилд (Karl Schwarzschild, 1873-1916) је неколико месеци касније решио Ајнштајнову једначину поља гравитације (једначина 1), што је довело до бољег разумевања црних рупа и до снажног утицаја Ајнштајнових једначина на космологију. Тада је већ било познато да су црне рупе у ствари последњи стадиум еволуције звезда које имају довољно велику масу.

Године 1928, млади дипломац (Падма) Субрамаданијан Чандрасекар (Subrahmanyan Chandrasekhar, 1910-1995) из Индије израчунао је колико би звездано језгро морало бити масивно да би се супротставило сопственој гравитацији кад истроши своје гориво тј. да не постане црна рупа. Чандрасекар је израчунао да та граница износи 1.4 Сунчеве масе и она је данас позната као *Чандрасекарова граница*. Артур Едингтон (Arthur Eddington, 1882-1944) се супротставио Чандрасекару сматрајући да ће се језгро некако



сигурно одупрети колапсу, и донекле је био у праву јер се испоставило да се звезде са језгром масе између 1.5 и 2 Сунчеве масе могу одупрети гравитационом колапсу због начела искључења између протона и неутрона у језгру и такве звезде се називају неутронске звезде. Али звезде са језгром масе изнад 2 Сунчеве масе не могу избећи колапс и оне постају црне рупе.

### 2.1.1 Технике за откривање потенцијалних црних рупа

Постоје многе технике којима се може открити потенцијална црна рупа. Као што је показао Џон Мичел у свом пионирском раду из 1783. године (претходни параграф), црна рупа и даље врши *гравитациони утицај на оближње објекте*. Астрономи су регистровали много система код којих две звезде круже једна око друге (двојне звезде) међусобно привлачене гравитацијом. Такође су уочили системе код којих постоји само једна видљива звезда која кружи око невидљивог пратиоца. Не може се, разуме се, одмах закључити да је овај пратилац црна рупа, можда је по среди напросто звезда која је слаба да би се видела. Међутим, неки од ових система, као што је Лабуд X-1 (Cygnus X-1), такође су веома јаки извори рендгенског зрачења. Највероватније објашњење овог феномена јесте да материја некако бива скидана са површине звезде и да крећући се спирално пада на невидљивог пратиоца где се загрева и емитује рендгенско зрачење. То се назива *акрециони диск* црне рупе. На основу уочене орбите видљиве звезде долази се до вредности масе невидљивог пратиоца која је отприлике 6 Сунчевих маса, што може указати само на црну рупу.

### 2.1.2 Величина црних рупа

Црне рупе могу имати различите масе. Скоро сваки објекат кад је довољно сабијен може постати црна рупа јер би његова гравитација расла са смањењем запремине. Међутим, црне рупе природно могу да настану само са одређеним масама. Црне рупе се могу поделити у више категорија у зависности од њихове величине:

- 1) **Супермасивне црне рупе** имају масу једнаку милијарди Сунчевих маса. Сматра се да се оне налазе у центрима галаксија јер се једино тако може објаснити шта може окупити тако велики број звезда у једној галаксији. У центру наше галаксије се налази супермасивна црна рупа Сагитаријус А (Sagittarius A). Настанак супермасивних црних рупа се тумачу сударима.
- 2) **Црне рупе средње масе** садрже око хиљаду Сунчевих маса.
- 3) **Звездане црне рупе** су црне рупе које настају колабирањем индивидуалних звезда са масама од 3 до 30 Сунчевих маса. Међутим, теоретски додавање масе неутронској звезди може да проузрокује то да она пређе Чандрасекарову границу и да колабира.

Примордијалне црне рупе могу бити мањих маса.

### 2.1.3 Типови црних рупа

Астрофизичари класификују црне рупе по њиховом наелектрисању и угаоном моменту. Ненаелектрисана неротирајућа црна рупа се назива *Шварцшилдова црна рупа*, а ненаелектрисана ротирајућа је *Керова црна рупа*.

Наелектрисана неротирајућа црна рупа се назива *Рејснер-Нордструмова црна рупа*, а наелектрисана ротирајућа *Кер-Њуманова црна рупа*.

У Ајнштајновој теорији релативности Шварцшилдово решење описује гравитационо поље сферне неротирајуће масе, као рецимо неротирајућа звезда, планета или црна рупа. Такође је добра апроксимативна рачуница за спороротирајућа тела као што су Земља или Сунце. Шварцшилдово решење је најопштије стационарно сферно симетрично решење Ајнштајнових једначина поља (једначине 1). Једини критеријум по коме се две црне рупе овог типа могу разликовати је маса. Шварцшилдово решење описује простор-време изван неротирајуће црне рупе преко следеће једначине у сферним координатама:

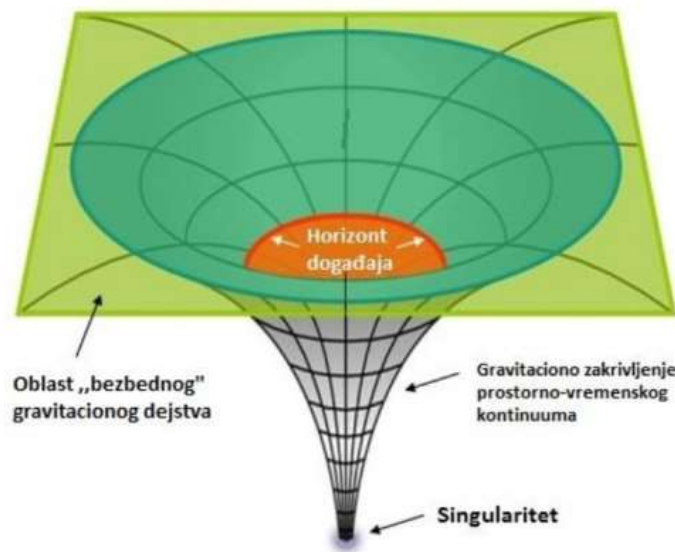
$$c^2 dr^2 = -(1 - R_s/r)c^2 dt^2 + (1 - R_s/r)^{-1} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \quad (2)$$

где је  $r$  радијална координата,  $\theta$ ,  $\varphi$  колатитуда и лонгитуда у радијанима,  $R_s$  Шварцшилдов полупречник дефинисан као:

$$R_s = 2MG/c^2 \quad (3)$$

где је  $G$  универзална гравитациона константа, а  $M$  маса црне рупе.

Према овом решењу, ако је  $r$  једнак Шварцшилдовом полупречнику, тада простор-време поседује нешто што се назива *хоризонт догађаја*. Дакле, на тој дистанци од центра црне рупе је њен хоризонт догађаја као омотач. Ако радијална координата има вредност нула, тада се ради о *сингуларности*. Из овога се види да са тела облика сфере са Шварцшилдовим пречником ниједно тело са његове површине (и унутрашњих области), која представља хоризонт догађаја, без обзира да ли се креће и брзином светлости, не може да се одупре гравитацији те сфере. Због тога ово решење описује црне рупе.



Слика 1 Структура црне рупе (слика је преузета са [tragomzvezda.net](http://tragomzvezda.net))

Керово решење је решење Ајнштајнових једначина поља које описује простор-време око масивног ротирајућег објекта, као на пример ротирајуће црне рупе

## 2.2 Двојне црне рупе

Црне рупе се, слично као и звезде, могу наћи у двојним системима (Binary Black Holes, BBHs). То је систем који се састоји од две црне рупе које у уским орбитама круже једна око друге тј. око заједничког центра масе, брзинама које достижу и пар хиљада километара у секунди (слика 8, §4). Као и саме црне рупе, двојне црне рупе се често деле *на звездане двојне црне рупе*, настале као остаци двојних звезда великих маса или динамичким процесима и узајамним привлачењем и *двојне супермасивне црне рупе* (Supermassive Binary Black Holes, SMBHs) за које се верује да су резултат галактичких судара. Овај рад се управо фокусира на проблематику откривања супермасивних двојних црних рупа. Уколико је супермасивни двојни систем окружен гасом могу се очекивати посматрачки ефекти од акреције на једну или обе супермасивне црне рупе. То може резултирати *активним галактичким језгром* (Active Galactic Nuclei, AGN) са двојним системом (види § 2.4). Као и активно галактичко језгро са једном црном рупом, овакав систем би емитовао *широки спектар електромагнетног зрачења* (Milosavljevic & Phinney, 2005; Krolik, 2010; Centrella et al, 2010; Stone & Loeb, 2011) и *широке и уске емисионе линије* (Popović et al., 2000, Broad and Narrow Emission Lines, види §3). Временска скала током које електромагнетно зрачење које детектујемо достиже свој максимум одређена је вискозном дифузијом гаса и креће се од неколико година до стотине декада у случају супермасивних двојних система.

Дуги низ година било је тешко доказати постојање двојних црних рупа због саме природе црних рупа и ограничене опреме за детекцију која је била на располагању. Међутим, у случају кад се пар црних рупа судара, требало би да се ослободи огромна количина енергије у виду гравитационих таласа ниских фреквенција (Low-Frequency Gravitational Waves), са препознатљивом формом таласа који се могу добити користећи Ајнштајнову општу теорију релативности. Гравитациони таласи, поред црних рупа, представљају још једно од три позната решења Ајнштајнове једначине поља (једначина 1).

Стога су током касног XX и почетком XXI века двојне црне рупе постале од великог научног интереса као потенцијални извор гравитационих таласа и средство којим би се могла доказати њихова егзистенција. Сударајуће двојне црне рупе би могле бити један од најјачих познатих извора гравитационих таласа у Васиони и могле би стога понудити добру шансу за детекцију гравитационих таласа.

Када двојне црне рупе, крећући се око заједничког центра масе, емитују гравитационе таласе орбита се спирално смањује (Binary Black Hole Inspiral). Црне рупе ће се сударити једном кад буду довољно близу. Кад се једном споје, појединачна црна рупа прелази „прстенасто” у стабилно стање преко фазе која се на енглеском назива ”Ringdown”, где се свака дисторзија облика манифестује са више гравитационих таласа. У финалној фази црне рупе могу достићи екстремно велике брзине, а амплитуда гравитационих таласа достиже свој максимум.

Кандидати за супермасивне двојне црне рупе су пронађени али нису категорички потврђени (види §3).

### 2.2.1 Појава двојних црних рупа

Верује се да супермасивне двојне црне рупе настају сударима галаксија (види §2.3). Неколико вероватних кандидата за двојне црне рупе су удаљене галаксије са двоструким језгрима. Пример активног двоструког језгра је NGC 6240. Много ближе двојне црне рупе су вероватне у галаксијама са једним језгром са двоструким емисионим линијама (Double Emission Lines). Примери укључују SDSS J104807.74+005543.5 и EGSD2 J142033.66 525917.5. Друга галактичка језгра имају периодичне емисије указујући на велике објекте који круже око црне рупе у центру, као на пример у OJ287.

Мерења необичне брзине кретања супермасивне двојне црне рупе у галаксији J0437+2456 указују на то да је то обећавајући кандидат за или узмичућу супермасивну двојну црну рупу (Recoiling Supermassive Binary Black Hole) (види § 2.2.4) или галактички судар који је у току. Квазар PG 1302–102 изгледа има двојну црну рупу са орбиталним периодом од 1900 дана.

### 2.2.2 Проблем последњег парсека

Мало је вероватно да ће се у случају судара две галаксије супермасивне црне рупе у њиховим центрима директно сударити, заправо је вероватније да ће се мимоићи хиперболичким путањама, осим ако их неки други механизам не споји. Најважнији механизам је *динамичко трење*, које преноси кинетичку енергију са црних рупа на оближњу материју. Када црна рупа прође поред звезде „гравитациона праћка” избације звезду док успорава црну рупу. Звезде бивају избачене са брзинама упоредивим са орбиталним брзинама супермасивног двојног система (када је орбитална брзина упоредива са дисперзијом звезданих брзина).

Ово довољно успорава црне рупе да створе везани двојни систем, а додатно динамичко трење краде орбиталну енергију од пара док пар не буде орбитиран на удаљености од неколико парсека (pc) један од другог.

Овај процес такође избацује материју са орбиталне путање и док се орбита смањује запремина простора кроз који пролазе црне рупе се такође смањује све док не остане толико мало материје која није способна узроковати судар у оквиру животног века Васионе.

Гравитациони таласи могу узроковати значајан губитак орбиталне енергије али не до тренутка док се удаљеност не смањи до вредности мање од отприлике 0.01—0.001 pc. Ако су црне рупе способне да постигну напредни стадиум еволуције са орбиталном сепарацијом реда субпарсека, предвиђа се да би ови системи требали да буду један од најјачих извора гравитационих таласа ниских фреквенција у Васиони, емитујући на фреквенцији од  $\sim 10^{-9} - 10^{-7}$  Hz.

Ипак, супермасивне црне рупе се појављују као сударене, а оно што се појављује као пар у међуфази посматрано је код PKS1302–102. Питање како се то дешава назива се **проблем последњег парсека (Final-Parsec Problem)**.

Понуђена су бројна решења проблема последњег парсека. Већина њих укључује механизме који доводе додатну материју, било звезде или гас, довољно близу пару да од њега извуче енергију и да доведе до смањења орбите. Ако довољно звезда прође близу орбитираног пара, њихово гравитационо избацивање може саставити две црне рупе у астрономски разумном времену.

Један познати механизам који ради, мада не често, је трећа супермасивна црна рупа из другог галактичког судара. Са три црне рупе на блиској удаљености, орбите су хаотичне и допуштају три додатна механизма за губитак енергије:

- 1) Црне рупе орбитирају кроз знатно већу запремину галаксије интерагујући (и губећи енергију) преко много веће количине материје.
- 2) Орбите могу постати веома ексцентричне омогућујући губитак енергије (у тачки где су црне рупе најближе).
- 3) Две црне рупе могу извршити трансфер енергије на трећу и избацити је.

### 2.2.3 Фазе у судару двојних црних рупа

Финално стање две супермасивне црне рупе одвија се у неколико фаза:

**Спирално смањење (скупљање) орбите (Inspiral)** Прва фаза живота двојних црних рупа је *"Inspiral"*— постепено спирално скупљање орбите. Први стадиум ове фазе траје јако дуго пошто су емитовани гравитациони таласи јако слаби јер су црне рупе међусобно далеко.

Поред скупљања орбите услед емисије гравитационих таласа, додатни момент импулса може бити изгубљен кроз интеракцију са другом постојећом материјом, као што су на пример звезде. Како се орбита црних рупа скупља брзина им се повећава, а и емисија гравитационих таласа се повећава. Када црне рупе буду близу емисија гравитационих таласа ће изазвати да се орбита скупља рапидно (Merrit & Milosavljevic, 2005).

Последња стабилна орбита или најнижа кружна орбита (Innermost Stable Circular Orbit, ISCO) је најнижа (најунутрашњија) целовита (права) орбита пре преласка из ове фазе у сударну фазу (Merger).

**Сударна фаза** Ова фаза је праћена понирањем (увирањем) орбите (plunging orbit), у ком се две црне рупе сусрећу и на крају сударају. Емисија гравитационих таласа у то време је максимална.

**"Ringdown"** Ова фаза долази одма после судара, а у њој ће сада већ једна црна рупа чинити "ring". У следећој фази, званој "ringdown", ово је пригушено емисијом гравитационих таласа. Ова фаза почиње када се црне рупе приближе једна другој до на фотонске сфере. У овој области већи део емитованих гравитационих таласа иде ка хоризонту догађаја, а амплитуда тог узмицања се смањује. На даљину детектовани гравитациони таласи осцилују са брзо опадајућом амплитудом, као својеврстан ехо сударног догађаја са све израженијом спиралом око резултујуће црне рупе.

### 2.2.4 Избацивање сударајућих црних рупа.

Неочекиван резултат се може појавити код сударајућих црних рупа у ком гравитациони таласи односе момент, а сударајући пар црних рупа убрзава наизглед нарушавајући трећи Њурнов закон. Новоформирана супермасивна црна рупа може бити избачена из центра система са великом брзином (Recoiling BH, Volonteri et al., 2010; Campanelli et al., 2007; Guedes et al., 2011). У протеклих неколико година вршена су различита предвиђања у

погледу брзине коју би избачена црна рупа требала да има. Центар гравитације може добити брзину избацивања (Kick Velocity) од неколико стотина километара у секунди (Dotti et al., 2010) па до неколико (преко) 1000 km/s (Campanelli et al., 2007; Lousto & Zlochower, 2011). У принципу брзина супермасивне црне рупе највише зависи од спина црних рупа пре судара. Највеће брзине узмицања могу достићи и 5000 km/s и појављују се за исте масе и вредности спина двојних црних рупа, када је орјентација спина оптимална (да буде бројчано поравнана), паралелна орбиталној равни или скоро поравнана са орбиталним ангуларним моментом. То је довољна брзина да црна рупа напусти велику галаксију. Случај када спинови иницијалних супермасивних црних рупа леже у орбиталној равни је конфигурација која води ка тзв. "superkick" и брзине могу бити знатно веће. На пример, у раду Sperhake et al. (2011) пронађено је неколико конфигурација где брзине прелазе 15 000 km/s. Такве супермасивне црне рупе би узмицале кроз гасом богат остатак галактичког судара и тврди се да би се могло очекивати да би гас могао вршити акрецију и емитовати електромагнетно зрачење. Са више вероватним орјентацијама догађа се мањи ефекат, можда само пар стотина километара у секунди. Ова брзина може избацивати сударајуће црне рупе из глобуларних звезданих јата, тиме онемогућујући формирање масивне црне рупе у језгру глобуларног звезданог јата. Ово за узврат умањује шансу накнадног судара, а тиме и шансу за детекцију гравитационих таласа. За неротирајуће црне рупе максимална брзина узмицања од 175 km/s се остварује за однос маса 5:1. Кад су спинови поравнани у орбиталној равни, узмицање од 5000 km/s је могуће са две идентичне црне рупе. Параметри који могу бити од интереса укључују тачку где се црне рупе сударају, однос маса који производи највеће узмицање и колико масе (енергије) је израчено путем гравитационих таласа. У случају директног судара овај удео износи 0.2%. Један од најбољих кандидата за узмичућу супермасивну црну рупу је СХО J101527.2+625911.

Претпостављени супермасивни двојни системи (или избачене супермасивне црне рупе) кориштени су за објашњење различитих посматрања, као што су: звездани динамички модели формирања језгара у елиптичним галаксијама, морфологије неких радио извора и др.

## 2.3 Судари галаксија

Велики број галаксија се налази у склопу групе или јата галаксија где су међусобно гравитационо везане и имају већу заступљеност него у остатку Васионе. На тај начин галаксије имају прилику да интерагују једна са другом.

У данашње време је од велике важности проучавање карактеристика супермасивних црних рупа пошто се верује да оне еволуирају заједно са галаксијом-домаћином, то је такозвана *коеволуција галаксија и црних рупа*, путем судара и акреције. Еволуција супермасивних двојних система пратећи сударе галаксија-домаћина први пут је описана у раду Begelman et al. (1980), а појављује се и у другим радовима (Komberg, 1968a,b; Roos, 1981; Gaskell, 1983, 1985; Roos 1985a,b; Halpern & Filippenko, 1988). Идеја да су окидачи за активност галактичких језгара (види §2.4) судари је још старија. Детаљи физичког механизма-окидача за активност активних галактичких језгара неколико стотина милиона година након судара остају тема актуелних истраживања. Пошто масивне галаксије расту кроз сударе, трбало би да видимо формирање супермасивних црних рупа у центрима галаксија које су прошле кроз судар (Begelman et al, 1980; Roos, 1981). Интеракције се дешавају током дугог временског периода реда величине милијарду година (Gyr).

Типични судари трају између једне и три милијарде година и одвијају се у низ фаза (Toomre and Toomre, 1972; Donevski and Prodanovic, 2015). Свака фаза траје у просеку од 0.1 до 0.5 Gyr. Јасно је да временске скале ове размере онемогућују посматрање сударајућих галаксија кроз све њихове фазе, те се због тога користе симулације. Прве нумеричке моделе проблема N тела урадили су браћа Алан и Јури Тумр(е) (Alan and Juri Toomre) у раду Toomre and Toomre (1972) користећи се другим Њутновим законом, при чему су звезде осећале само централно привлачење ка језгру галаксије. Модерне симулације укључују и ефекте тамне материје. Симулације свакако треба упоредити са посматрањима.

## 2.4 Активне галаксије

Активне су оне галаксије које емитују изузетно велике количине енергије из компактног централног дела (језгра). Оне чине мање од 10% свих до сада познатих галаксија. То су галаксије разних облика и величина, које показују различите манифестације као што су: усмерено избацавање материје из галактичког језгра далеко изван галаксије (M87), јаке емисионе линије (Сајфертове галаксије) или јако радио-зрачење (радио-галаксије). Неке од њих су галаксије у судару (NGC 5128). Међутим све оне имају следеће заједничке карактеристике:

- 1) зрачење је нетермално. Израчена енергија у радио-области је хиљаду до милион пута већа него код нормалних галаксија;
- 2) имају појачано зрачење у X, ИЦ и радио-области;
- 3) флуks зрачења се мења у току времена ( $L \neq \text{const}$ ).

Све ово указује на бурне процесе у галактичком језгру, који производе велику енергију по јединици масе, са брзом променом флуksа емитованог зрачења (од неколико часова до година).

Известан број блиских галаксија показује активност ниског нивоа, док активност са огромним ослобођеним енергијама показују само далеки објекти-квасари. Први откривени типови активних галаксија су Сајфертове и радио-галаксије.

**Сајфертове галаксије** су добиле име по астроному Карлу Сајферту (Carl Seyfert, 1911-1960) који их је први систематски проучавао 1943. године. То су спиралне галаксије са изузетно сјајним језгрима. Од нормалних галаксија разликују се по интензивном зрачењу које се мења у току времена. Њихов спектар је нетермални континуум са јаким и широким емисионим линијама. Према спектралним карактеристикама ове галаксије су подељене у два типа. Сајфертове галаксије типа 1 се одликују широким линијама водоника и уским линијама метала, као и појачаним континуумом од ИЦ до X дела спектра. Сајфертове галаксије типа 2 се одликују уским линијама разних елемената и појачаним континуумом. Око 10% спиралних галаксија су Сајфертове, па су оне можда само нека фаза у животу тих галаксија која траје око 10% времена њихове еволуције.

**Радио-галаксије** су циновске елиптичне галаксије. Оне су јак извори радио-зрачења које се понекад детектује на знатној удаљености од галаксије јер потиче од избачених млазева јонизоване материје најчешће са обе њене стране. Њихови спектри се разликују од спектра нормалних галаксија по расподели енергије која нема термални карактер.

Највећа до сада позната радио-галаксија је 3C236. То је двојни радио-извор који емитује далеко у простор тако да њен пречник износи око 6 Мрс. Радио-флуks се мења у току времена. Нама најближа радио-галаксија је Кентаур А (Centaurus A) која се види на јужном небу. Налази се на месту елиптичне галаксије NGC 5128 која има 100 Крс у пречнику и пресечена је широком тамном траком. Можда су то галаксије у судару од којих ону другу гледамо бочно (edge on). Приближно дуж осе галактичке ротације протежу се два скоро симетрична радио-снопа око 400 Крс у сваком правцу тако да радио-галаксија има око 1 Мрс у пречнику. Ова циновска радио-галаксија један је од најјачих извора X-зрачења.

Изузетно јак (такође двојни) извор радио-зрачења је радио-галаксија Цигнус А (Cygnus A). То је први откривени вангалактички радио-извор, на самом почетку развоја радио-астрономије. Као галаксија је оптички идентификован тек 1953. године.

Постоји још једна група објеката који припадају активним галаксијама. Они се називају **блзари или БЛ Лацертe (BL Lacertae)** објекти, по истоименој активној галаксији. Од Сајфертових и радио-галаксија се разликују по томе што у оптичком делу њиховог спектра нема емисионих линија. Зрачење је интензивно у целом спектру (чак и у  $\gamma$  области). Блазаре карактеришу изузетно брзе промене нетермалног јако поларизованог зрачења (интензивни радио и  $\gamma$  континуум). У питању су вероватно радио-галаксије које посматрамо дуж млазева (цетова) усмерених ка нама.

Појаве које манифестују језгра активних галаксија доста добро описује модел у чијем се центру налази масивна црна рупа ( $10^6 M_{\odot} < M < 10^{10} M_{\odot}$ ). Око ње се налази ротирајући акрециони диск од јонизоване материје. Најбрже ротира његова унутрашња ивица која због трења емитује X-зрачење, а најспорије спољашњи део који је знатно хладнији и емитује ИЦ зрачење. Диск дакле зрачи од X до ИЦ таласа. Зрачењем и трењем смањују се енергија и момент импулса, па материја пада на црну рупу. Око 40% масе гаса која пада може се ослободити у облику фотонске енергије. Количина енергије ослобођене зрачењем сразмерна је количини материје која пада. Акреција је изузетно ефикасан механизам који може бити узрок и нетермалног зрачења (у континууму). Акрециони диск је окружен торусом прашине и гасних молекула. Торус се налази на растојању од 1.5 pc до 30 pc од центра. Кроз средиште торуса, са обе стране акреционог диска, крећу се гасни облаци. Они су у близини диска врло брзи ( $v > 2000$  km/s), док им брзина са удаљавањем опада. Вероватно су последица бурних процеса у галактичком језгру. Широке емисионе линије (Broad Emission Lines) које се виде код активних галаксија потичу од брзих, а уске емисионе линије (Narrow Emission Lines) од спорих облака који су далеко од језгра.

Пошто би у складу са овим моделом све галаксије требале садржати црну рупу у свом центру, самим тим се намеће и питање: зашто само мали број галаксија (њих око 10%) има активна и врло сјајна језгра? Одговор би могао да буде, као што је горе наведено, да се у тим галаксијама огромна количина материје налази близу црне рупе, у сваком случају више него у галаксијама које немају активна галактичка језгра. Следећи проблем би био механизам који би допремио тако велику количину материје близу црне рупе. Један од механизма који може обезбедити такве услове су галактички судари или интеракција неколико галаксија (види §2.3). То је разлог зашто се сударни ефекти морају узети у обзир у случају неких активних галактичких језгара (Roos, 1985; Krivitsky & Kontorovich, 1999). У ствари, нека посматрања указују да су сударни ефекти присутни у неким активним галактичким језгрима (Hutchings & Neff, 1989; Kotilainen et al., 1996; Keel, 1996; Lucas et al., 1999).



Да би се објаснило интензивно радио-зрачење које се запажа код радио-галаксија, претпоставља се постојање магнетног поља као и млазева наелектрисаних честица које се релативистичким брзинама крећу са обе стране акреционог диска. Механизам настанка ових снопова честица није јасан. Они су запажени само код неких активних галактичких језгара.

Овај модел није комплетан али се верује да ће се његовим усавршавањем објаснити појаве које манифестују језгра активних галаксија.

**Квазари** су исто што и Сајфертове галаксије типа 1 али имају већу луминозност. Квазари су компактни звездолики објекти који емитују више енергије од стотина најсјајнијих галаксија заједно. Њихово откриће 1960-тих је заједнички успех радио и оптичке астрономије. Због малих димензија ови звездолики радио-извори названи су *квазари* скраћено од: *Quasi-Stellar Radio Source (QSR)*. Најближи квазар је 3C273 и први чије је зрачење дешифровано, па је његово јако радио-зрачење било прихваћено као особина свих квазара. Други назив за ове објекте, *Quasi-Stellar Objects (QSO)*, је у употреби од 1988. године пошто је откривено да већина квазара нису јаки радио-извори.

Највећи број квазара емитује највише енергије у ИЦ али је појачана емисија и у видљивим и X-делу спектра (супротно првобитном веровању да они емитују највише у радио-области). Само око 10% квазара су јаки радио-извори. Спектар квазара има широке емисионе и уске апсорпционе линије и нетермални континуум.

Најважније особине квазара су:

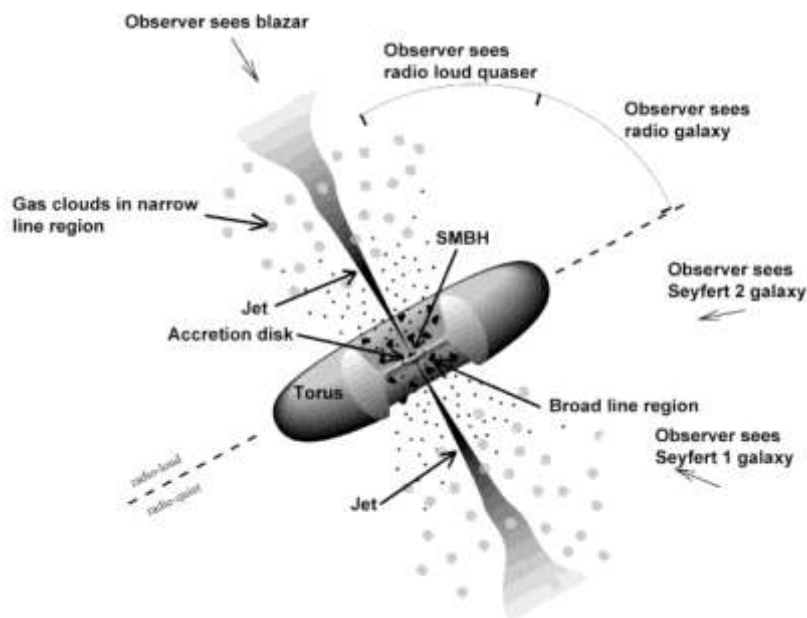
- 1) нетермални континуум појачан у ИЦ, X, оптичкој и радио-области са широким емисионим и уским апсорпционим линијама (постоји и термална компонента),
- 2) променљив флуks зрачења ( $L \neq \text{const}$ ),
- 3) изузетно велики црвени помак,
- 4) далеки (космолошки) објекти,
- 5) њихова маса одговара маси галаксије средње величине,
- 6) мале димензије (компактни објекти).

Упоређивањем особина квазара и активних галаксија уочена је њихова велика сличност. Зато се дошло на идеју да су квазари компактна језгра активних галаксија (Active Galactic Nuclei, AGN) која се једино и виде на тако великим растојањима. Данас се активна галактичка језгра (у неким радовима) називају квазарима, што је (донекле) усвојено и у овом раду. Постоји мишљење да су квазари који емитују појачано инфрацрвено и видљиво зрачење језгра спиралних Сајфертових галаксија, а они који емитују појачано радио-зрачење језгра елиптичних радио-галаксија. Једини модел који донекле објашњава квазаре одговара моделу активних галактичких језгара.

Радио-зрачење квазара претпоставља формирање два супротно орјентисана млаза наелектрисаних честица који напуштају галактичко језгро нормално на акрециони диск. Међутим, механизам формирања ових млазева није јасан. Не зна се зашто су неки квазари јаки радио-емитери, а други то нису. То није једина карика у ланцу која недостаје овом моделу. M87 је једини снимљен акрециони диск и црна рупа. За сада је потврђено само јако зрачење у линији  $\text{FeK}_\alpha$  (X-домен) које је први пут детектовано у MGC-6-30-15. Показано је да ово зрачење потиче из најдубљих делова акреционог диска и може нам дати кључне информације о супермасивној црној рупи и условима у оближњој плазми. Ова линија може бити врло комплексна и бити индикатор комплексне геометрије диска и/или супермасивног двојног система.

Јасно је да наше непознавање постанка и еволуције галаксија знатно отежава и боље разумевање квазара, који су можда једна њихова еволутивна фаза. На ово указује мали број квазара (само 1-2% галаксија).

Све активне галаксије се могу описати једним моделом (слика 2 испод).



Слика 2 Модел (језгра) активних галаксија (слика је преузета са сајта Fermi Gamma-ray Space Telescope).

Да ли ће се манифестовати карактеристикама које има блазар, квазар, Сасјфертова или радио-галаксија зависи само од оријентације у односу на посматрача. Ако посматрамо кроз сам млаз наелектрисаних честица под углом који није већи од  $10^0$  – видимо блазар. Под већим углом видимо квазар као слаб радио-емитер или Сасјфертову галаксију, јер видимо линије које потичу из облака. И наизад, ако је угао још већи па нам торус заклања вреле и брзе облаке, онда видимо само уске емисионе линије али видимо радио-зрачење. У том случају посматрамо радио-галаксију, односно квазар као јак радио-емитер.

### 3 Проблем у детекцији (супермасивних) двојних црних рупа

Постоји проблем да не опажамо супермасивне двојне системе на растојању реда парсека или испод парсека (sub-pc). Веома је тешко раздвојити супермасивне двојне системе са данашњом резолуцијом оптичких телескопа. Директно снимање двојних активних галактичких језгара на скалама реда парсека може једино да се изведе у локалном универзуму и само у радио-домену када су обе црне рупе радио-извори. Користећи радио-интерферометре могу се раздвојити двојни системи до резолуције реда величине мили-лучне секунде. Овај метод је кориштен за идентификацију 0402+379 као кандидата за супермасивни двојни систем. То је извор са два компактна радио језгра која се виде на пројектованом растојању од око 7 pc и представља најближи систем снимљен до данас (Rodriguez et al., 2006, 2009). Мисија Gaia (Global Astrometric Interferometer for Astrophysics) може раздвојити супермасивне двојне системе у локалном универзуму (Perryman et al., 2001; Popović et al., 2011) али ће остати проблем раздвајања на већим црвеним помацама.

Пошто супермасивни двојни системи не могу бити раздвојени у оптичком делу спектра, треба наћи неке ефекте који показују да супермасивни двојни системи утичу на блиску околину. Примери би могли укључити ствари као што су област широких линија или акрециони диск (Bogdanović et al., 2008, 2009a,b) и/или неке манифестације кретања у систему два тела, као што је прецесија цетова (Begelman et al., 1980; Roos et al., 1993; Gaskell, 1996b; Romero et al., 2000; Karouzos et al., 2010), Балмерове линије са дуплим пиком (Gaskell, 1996a,b), јако померене широке линије (Boroson & Lauer, 2009; Eggleston et al., 2011; Tsalmantza et al., 2011) или квази-периодичне веријације радио, оптичког, X или  $\gamma$  зрачења (Sillanpää et al., 1988; Valtaoja et al., 2000; Rieger & Mannheim, 2000).

Одређен број двојних активних галактичких језгара на галактичкој скали је откривен снимањем на бази просторног раздвајања. и/или спектроскопије (Komossa et al., 2003; Bianchi et al., 2008; Comerford et al., 2009; Green et al., 2010; Koss et al., 2011; Liu et al., 2011). Први откривени супермасивни двојни систем била је ултра-луминозна инфрацрвена галаксија NGC 6240. Објект је посматран Чандра X-телескопом (Chandra X-ray Telescope) који је раздвојио пар активних галактичких језгара која емитују у X-домену (Komossa et al., 2003). Два језгра у NGC 6240 су откривена на основу детекције апсорбованог веома луминозног зрачења из X-домена, као и две јаке FeK $\alpha$  линије. Супермасивне црне рупе у NGC 6240 имају пројектовано међусобно растојање од 1 kpc на растојању од 103 Mpc.

Чандра је такође детектовао двојни систем са језгром чије је растојање између компоненти 3.8 kpc (узимајући даљину од 220 Mpc) у луминозној инфрацрвеној галаксији Mrk 463 (Bianchi et al., 2008). У раду Green et al. (2010) нађено је да је SDSS J1254+0846 "face-on" судар у фази пре судара (pre-coalescence merger) који се састоји од два луминозна радио-јака квазара на  $z=0.44$ , са разликом радијалних брзина од 215 km/s, на растојању од 21 kpc у средини поремећеној галактичким сударом са очитим плимским реповима (tidal tails). У раду Koss et al. (2011) је откривено двојно активно галактичко језгро у Mrk 739 са 3.4 kpc међусобног растојања на удаљености од 130 Mpc, ово двојно активно галактичко језгро је делимично интересантно зато што не показује никакве знаке да је активно галактичко језгро у оптичком, УЛБ или радио-домену. Liu et al. (2011) откривају на скали реда kpc троструко активно галактичко језгро SDSS J1027+1749 на  $z=0.066$ . Систем се састоји од три језгра са емисионим линијама, од којих су два измештена (offset) за 2.4 и 3 kpc пројектоване удаљености од централног језгра. Сватри објекта су класификована као слаба активна галактичка језгра базирано на оптичкој дијагнози односа емисионих линија, са масама црних рупа од око  $10^8 M_{\odot}$  одређених на основу дисперзије звезданих брзина.

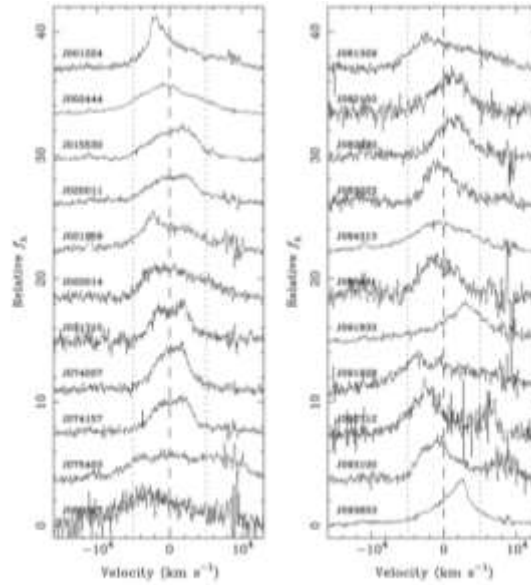
Спектроскопска истраживања би могла пружити алтернативне методе за откривање двојних активних галактичких језгара на чак мањим међусобним растојањима. кроз разматрање помака брзина (velocity shift) у системима са вишеструким линијама које су резултат Кеплеровог кретања две супермасивне црне рупе. Међутим, интересантно је да су та активна галактичка језгра, која су откривена као супермасивни двојни кандидати спектроскопским методама (Gaskell, 1983; Boroson & Lauer, 2009) контроверзна због других могућих објашњења истог феномена или због неких неконзистентности са другим посматрачким доказима (Eracleous et al., 1997; Gaskell, 2010a). Ти двојни системи су на пројектованом растојању реда мањег од крс, испод кога је тешко просторно раздвојити две супермасивне црне рупе на космолошким растојањима. И поред тога, емисионе линије активних галактичких језгара барем могу пружити могућност да се ради о супермасивном двојном систему.

*Gaskell (1983) је предложио да неки комплексни профили широких линија могу бити узроковани присуством супермасивних двојних система у активним галактичким језгрима тј. да квазар има две орбитирујуће супермасивне црне рупе свака са одговарајућим регионом широких линија (Broad Line Region, BLR). У данашње време, захваљујући базама података које садрже велики број оптичких спектра активних галактичких језгара било је много проучавања у којима су кориштене и уске и широке емисионе линије (Narrow and Broad Emission Lines) активних галактичких језгара за детекцију супермасивних двојних система (Comerford et al., 2009; Bogdanović et al., 2009a,b; Boroson & Lauer, 2009; Xu & Komossa, 2009; Wang et al., 2009; Smith et al., 2010; Liu et al., 2010a,b; Chornock et al., 2010; Gaskell, 2010a; Koss et al., 2011; Eracleous et al., 2011, etc.)*

Као што је раније речено, емисија X-зрачења у континууму као и широка FeK $\alpha$  линија долазе из најдубљих делова активних галактичких језгара, а нека активна галактичка језгра су и откривена као двојни системи користећи емисију X-зрачења, као на пример: NGC 6240, Arp 299, Mrk 463 (Komossa et al., 2003; Iwasawa et al., 2005; Bianchi et al., 2008; Wang & Gao, 2009, 2010).

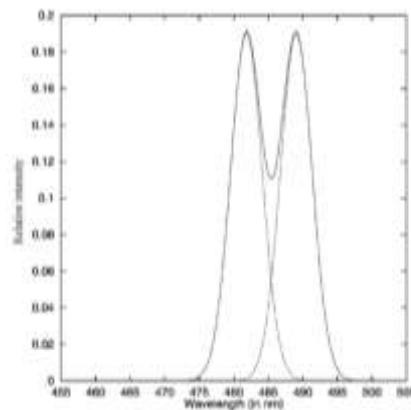
### **3.1 Супермасивне двојне црне рупе и емисионе линије у активним галактичким језгрима**

Широке емисионе спектралне линије емитоване из активних галактичких језгара су наше главно оруђе за испитивање геометрије и физичких карактеристика региона у којима настају широке линије (Broad Line Region, BLR) у близини супермасивних црних рупа. Постоји група активних галактичких језгара која емитују веома широке и комплексне профиле линија са два померена пика, један са плавим а други са црвеним помаком у односу на брзину система дефинисану уским линијама, или само један такав пик. Сматра се да би такви линијски профили могли бити индикатори супермасивног двојног система. У овом раду ће се испитивати утицај присуства ових система на регион широких линија активних галактичких језгара и које би посматрачке последице то изазвало.



**Слика 3** Профили широке  $H_{\beta}$  линије из SDSS спектра представљени на заједничкој брзинској скали. Континуум је одузет, а резултујући профили су нормализовани. Вертикалне испрекидане црте показују положај уске  $H_{\beta}$  линије, док вертикалне линије са тачкицама ограничавају прозор од  $\pm 5000$  km/s око те линије. (слика је преузета из рада Eracleous et al., 2012)

На основу досадашњих достигнућа у истраживању супермасивних двојних система базираних на профилима широких линија да се закључити да они не морају нужно имати објашњење у супермасивним двојним системима већ су последица комплексне структуре области широких линија. Због тога је врло тешко поставити границе на број супермасивних двојних система на основу профила широких линија. Међутим, још увек је могуће да се необични профили широких линија у комбинацији са другим посматрачким ефектима (односи линија, квази-периодичне осцилације, спектрополариметрија итд.) користите за детекцију супермасивних двојних система. Дакле, ако бисмо тражили сударне ефекте у централним деловима, као и у ширем подручју активних галактичких језгара, требао би прво обратити пажњу на објекте које имају линије са два пика (види на пример рад Popović et al., 2000).



**Слика 4** Облик  $H_{\beta}$  линије са два јасно изражена пика (допринос сваког од региона широких линија приказан је испрекиданим линијама). (слика је преузета из рада Popović et al., 2000)

Линије са два пика у активним галактичким језгрима су дискутоване у многим радовима (Alloin et al., 1988; Chen et al., 1989; Chen & Halpern, 1989; Halpern, 1990;

Miller & Peterson, 1990; Sulentic et al., 1995; Gaskell, 1996; Eracleous & Halpern 1994; Livio & Pringle, 1996; Puchnarewicz et al., 1996; Newman et al., 1997; Pariev & Bromley, 1998; Corbett et al., 1998). Порекло линија са два пика може бити објашњено следећим моделима: *моделом ротирајућег акреционог диска* (Chen et al., 1989; Chen & Halpern, 1989; Halpern, 1990; Pariev & Bromley, 1998) или *емисијом од спиралних ударних таласа у диску* (Chakrabarti & Wiita, 1994); *моделом биполарног истицања* (Zheng et al., 1990, 1991; Robinson, 1995; Corbett et al., 1998); *фотојонизацијом помоћу анизотропног континуалног извора* (Goad & Wanders, 1996; Koratkar et al., 1996) и *моделом двојних црних рупа* (Gaskell, 1996), који ће у овом раду бити детаљније дискутован.

Модел ротирајућег акреционог диска (Chen et al., 1989; Chen & Halpern, 1989; Halpern, 1990; Pariev & Bromley, 1998) често је разматран у циљу објашњења посматраних линијских профила активних галактичких језгара са два пика. Теоријски се овај модел добро уклапа у на широко прихваћену слику активног галактичког језгра, да се централни извор састоји од масивне црне рупе која се пуни преко акреционог диска (види §2.4). Такође, посматрања у широком распону таласних дужина (X, УЛ, оптичком) су индикација да би се акрециони диск требао налазити у централним деловима већине активних галактичких језгара. Профили спектралних линија две добро познате радио-галаксије широких линија 3C390.3 и Arp102B обично су објашњавани користећи модел акреционог диска (Chen & Halpern, 1989; Eracleous & Halpern 1994; Newman et al., 1997) али су полариметријска посматрања H $\alpha$  линије у ова два објекта у контрадикцији са теоријским предвиђањима (Corbett et al., 1998). У раду Corbett et al. (1998) указују да се профил поларизоване H $\alpha$  линије може објаснити моделом биполарног расејања (Bipolar Scattering Model) где биполарно истицање постоји и где се расејање дешава близу пола турса.

Модел акреционог диска и модел биполарног истицања су конкурентни модели у објашњавању линија са два пика (Livio & Pringle, 1996) али иако је модел двојне црне рупе поменут само као алтернатива требало би га узети у разматрање због тога што област широких линија са два пика може бити присутна у централном делу активног галактичког језгра, а особито у таквим констелацијама које ниско били у стању да разрешимо.

Процес моделирања активних галактичких језгара помоћу двојних црних рупа (Taniguchi & Kaburaki, 1997; Zier & Biermann, 1999; Krivitsky & Kontorovich, 1999; Taniguchi, 1999) је истраживан да би се моделирала расподела звезда у активним галактичким језгрима (Zier & Biermann, 1999) или структура електромагнетног поља и услови за формирање млазева (Taniguchi & Kaburaki, 1997). Овде ћемо дискутовати утицај сударних ефеката на профил спектралне линије у финалном стадијуму где би требало да постоје блиска двојна језгра.

Неке уске линије, као на пример [OIII], у неким активним галактичким језгрима имају профил са два пика. Такви профили могу бити узроковани млазевима (stream) у региону уских линија (Narrow Line Region, NLR) али такође могу бити индикатори судара на скали реда килопарсека. (кpc-scale). Неколико објеката је на овај начин и потврђено али су уске линије са два пика углавном последица комплексне геометрије региона уских линија.

### **3.2 Утицај кинематичких параметара супермасивних двојних црних рупа на параметре линија области широких линија**

Посматрајући линију као средство за налажење супермасивних двојних црних рупа, требамо поћи од параметара који могу бити лако мерени: интензитет (intensity), ширина (width), помак (shift) и облик (shape) линије. Интензитет линије највише зависи од

расподеле спектралне енергије (Spectral Energy Distribution, SED) дотичног зрачења и физичких карактеристика плазме која зрачи. Стога можемо очекивати да посебни физички услови у плазми која окружује супермасивне двојне црне рупе могу узроковати специфичне односе интензитета емисионих линија (Line Intensity Ratios) емитованих из система (Montuori et al., 2011).

С друге стране, ширина, помак и облик линија насталих у региону широких линија зависе од кинематике и геометрије емитујућих региона (Sulentic et al., 2000; Gaskell, 2009). Геометрија и кинематика емитујућих региона може бити прилично различита у активном галактичком језгру које представља двојни систем (Gaskell, 1983; Boroson & Lauer, 2009; Eracleous et al., 2011; Tsalmantza et al., 2011; Barrows et al., 2011).

Стога, морамо размотрити геометрију и кинематику потенцијално комплексног емисионог региона око целог система и око сваке супермасивне црне рупе појединачно.

У овом одељку ће бити разматране неке процене о кинематичким параметрима супермасивних двојних система црних рупа и њихов утицај на помак, ширину и облик линије.

### 3.2.1 Интензитет линије као индикатор присутности супермасивних двојних црних рупа

Добро је познато да интензитет линије зависи од услова у плазми (густине, температуре и релевантних процеса, Osterbrock & Ferland, 2005). У случају региона емисионих линија које потичу од активног галактичког језгра које се састоји од једне црне рупе доминантни извор енергије је апсорпција високоенергетског зрачења које потиче из унутрашњих области акреционог тока. У случају активног галактичког језгра које се састоји од двојног система супермасивних црних рупа, имамо два извора јонизације и два емисиона региона које дају допринос композитном спектру. Овде разликујемо два случаја. Први, где су региони широких линија полуодвојени и постоји заједничка обвојница (слика 5). У овом случају постоји углавном један регион емисије око две супермасивне двојне црне рупе (са једним или два акрециона диска као извором јонизације региона емисије). Други случај је онај у ком су региони емисије јасно одвојени око сваке (супермасивне) црне рупа (слика 5). У ова два специфична случаја, осветљење гаса у региону(ма) широких линија би било различито, стога се може очекивати да би односи интензитета линија емитованих из области обвојнице око супермасивног двојног система могли бити различити од односа интензитета линија емитованих од стране једне супермасивне црне рупе.

За сада је само једна студија разматрала могућност да однос интензитета линије буде кориштен као индикатор постојања супермасивног двојног система. У раду Montuori et al. (2011) су испитивали спектралне карактеристике региона широких линија у једној супермасивној црној рупи која се налази у супермасивном двојном систему на међусобном растојању компоненти реда субпарсека. Они су претпоставили да је двојни систем, окружен циркум-бинарним торусом (Circum-Binary Torus), створио простор без гаса тако (и) да се акреција одвија на секундарној црној рупи, а материја потиче са унутрашње ивице торуса. Они су разматрали односе интензитета линија CIV, MgII и H $\beta$  линије као функцију орбиталног периода, односа маса и међусобног растојања. Нашли су да однос  $F_{MgII}/F_{CIV}$  зависи од орбиталног растојања (последично од орбиталног периода) тј. ако је растојање супермасивних двојних компоненти мање, они су добили мањи  $F_{MgII}/F_{CIV}$  однос. С друге стране, однос  $F_{MgII}/F_{H\beta}$  може бити значајно смањен само на најмањим удаљеностима. Користећи релативно једноставан модел, Montuori et al. (2011) су били у могућности донети закључак да би спектар активног галактичког језгра који карактерише

$F_{\text{MgII}}/F_{\text{CIV}} < 0.1$  могао да укаже на постојање супермасивних двојних система на растојању реда субпарсека са орбиталним периодом 0.1-10 година.

### 3.2.2 Очекивана кинематика у супермасивном двојном систему и њен утицај на помак, ширину и облик линије

Почећемо са једноставном апроксимацијом у којој ћемо разматрати облак који емитује близу два масивна објекта и који је гравитационо везан слично као у случају тесно двојног масивног система (Paczynski, 1971). То је Рошеов овал (Roche Lobe) око масивног двојног система где гас пада преко унутрашње Лагранжеве тачке (Lagrangian Point). Та област је везана критичним гравитационим еквипотенцијалом. Претпоставићемо да се црне рупе крећу по кружној орбити. Геометрија гаса који емитује би требало да следи облик еквипотенцијалне површи (сходно Рошеовом моделу, Popović et al., 2000, и референце у том раду), што се може написати као:

$$\Phi = \frac{R}{r_1} + \frac{Rq}{r_2} + \frac{1+q}{2} \left[ \left( \frac{x}{R} - \frac{q}{1+q} \right)^2 + \left( \frac{y}{R} \right)^2 \right] - \frac{q^2}{2(1+q)}, \quad (4)$$

где су  $m_1$  и  $m_2$  масе објеката,  $\Phi$  је потенцијал на произвољном облаку који емитује,  $R$  је растојање између црних рупа,  $r_{1,2}$  растојање облака који емитује од центара масе ова два масивна објекта, а  $x$  и  $y$  су Картезијеве координате (Cartesian Coordinates) облака који емитује<sup>1</sup>. Са  $q = m_2/m_1 \leq 1$ , смо означили однос маса (претпостављамо да је  $m_1$  масивнија црна рупа тј. примарна).

Као што се из горње једначине може видети, најважнији параметар који утиче на кретање облака који емитује и стога на геометрију региона који емитује линије у супермасивном двојном систему је однос маса.

Имамо два главна параметра: радијална брзина сваке компоненте ( $v_i$ ) и орбитални период ( $P$ ) система.  $P$  управља променама у профилу линије кроз различите брзине и положаје супермасивних црних рупа, а може се проценити кориштењем следеће релације (Paczynski, 1971; Yu & Lu, 2001):

$$P_{orb} = 210 \left( \frac{R}{0.1 \text{pc}} \right)^{3/2} \left( \frac{2 \times 10^8 M_{\odot}}{m_1 + m_2} \right)^{1/2} \text{ yr} \quad (5)$$

Њихове радијалне брзине (у  $\text{km s}^{-1}$ ) у односу на центар масе у правцу визуре могу бити процењене као (Yu & Lu, 2001):

$$|v_i| = 1.5 \times 10^3 \left( \frac{0.1 \text{pc}}{R} \right)^{1/2} \left( \frac{m_1 + m_2}{2 \times 10^8 M_{\odot}} \right)^{1/2} \left[ \frac{2m_1 m_2}{m_i(m_1 + m_2)} \right] \sin \theta_{obs} \quad (6)$$

<sup>1</sup> Координатни почетак правоугаоног Картезијевог координатног система је у центру масе првог објекта, а  $x$ -оса је линија која спаја центре масе ова два масивна објекта,  $y$ -оса је у орбиталној равни.



где  $i = 1, 2$  означава компоненту са масом  $m_1$  или  $m_2$ , респективно.  $\theta_{obs}$  је орбитална инклинација у односу на правац визуре.

Горње једначине нам могу помоћи да отприлике проценимо и дискутујемо кинематичке параметре супермасивног двојног система који би могли утицати на спектралну линију емитовану из тог система. Из једначине (4) можемо приближно проценити колико супермасивни двојни систем утиче на геометрију (кретање облака који емитује), а из једначине (5) је могуће проценити периодичне (или квази-периодичне) варијације у спектру и спектралним линијама. Једначина (6) нам показује колико радијална брзина утиче на облик композитне линије или колико линија може бити померена у случају једног емисионог региона.

Разматрајући једначину (4) можемо закључити да можемо имати два случаја:

- а) случај када је  $q \ll 1$   
(или да кажемо  $q > 0.01$ , Montuori et al., 2011),
- б)  $q \sim 1$

У првом случају, није тешко закључити (из једначине 4) да ће кретање емисионих облака трпети утицај само ако је растојање између две црне рупе мало и само ако су емисиони облаци близу оба објекта. Супермасивни двојни системи са веома малим односом маса ( $q \leq 0.01$ ) не могу се формирати сударима галаксија, пошто је временска скала динамичког трења сувише велика за мању супермасивну црну рупу да би уронила у центар галаксије у оквиру Хабловог времена (Yu, 2002). Померање линије (види једначину б) може бити опажено само са емисионом области око објекта  $m_2$ , али ту је главни проблем са тим да ли објекат тако мале масе и даље може имати регион из ког се емитују линије. У општем случају масивнија црна рупа покупи скоро сав гас који упада у центар. С друге стране, мало је вероватно да ће емисија која долази са мање црне рупе бити довољно интензивна да би била упоредива са емисијом области око  $m_1$ , те ће због тога дати веома мали (занемарив) допринос емисији масивније црне рупе. Не очекујемо да ће супермасивни двојни системи са  $q \leq 0.01$  имати значајан утицај на профил линије.

У другом случају, где је однос маса ближи јединици, на геометрију (кретање емитујућег облака) може утицати комплексни гравитациони потенцијал, и ту се могу појавити различите ситуације које зависе од угла посматрања и међусобног растојања супермасивних црних рупа.

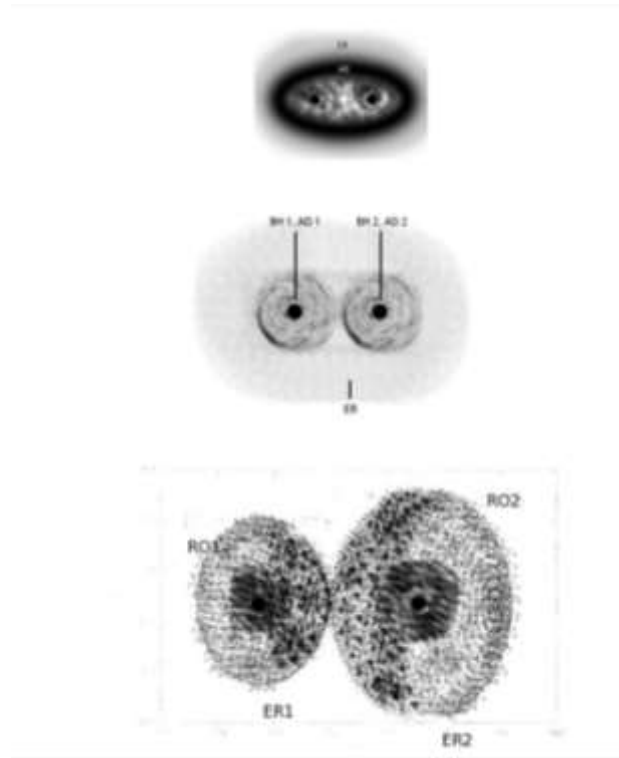
У случају кад је  $q \sim 1$  растојање између црних рупа игра значајну улогу. Тада можемо имати следеће ситуације:

- 1) Црне рупе су удаљене једна од друге (на крс скали за NLR и рс или чак sup-рс скали за BLR) тако да свака од њих има структуру непоремећеног активниг галактичког језгра (тј. свака од супермасивних црних рупа има акрециони диск и BLR/NLR).
- 2) Постоје такозвани полуодвојени (semi-detached) системи (види слику 5 испод)<sup>2</sup>. У овом сценарију гас из кога се емитује линија циркулише од једне до друге црне рупе, али унутрашњи акрециони дискови су јиш увек непертурбовани.
- 3) Растојања су толико мала тако да постоје двојне супермасивне црне рупе окружене заједничком обвојницом (Begelman et al., 1980; Yu & Lu, 2001; Farris et al., 2011). У овом случају бисмо могли очекивати високу спектралну (квази-

---

<sup>2</sup> Очекује се да је то на скали крс за регион уских линија и скали рс за регион широких линија.

периодичну) варијабилност, посебно у области X-зрачења (McHardy, 2010 и референце у овом раду).



**Слика 5** Шема могућег супермасивног двојног система: први панел представља супермасивни двојни систем где је само један акрециони диск присутан и који осветљава емисиони регион (ER); други, свака супермасивна црна рупа има акрециони диск и (полу-одвојене) емисионе(и) регион(е) - ER; а трећи, приказује случај са два јасно одвојена емисиона региона (ER) тј. Рошеови овали су одвојени. (слика је преузета из рада Popović, 2012)

Очекује се да ће два случаја бити детектована код емисионих линија из активних галактичких језгара, случај 1) и 2), али то исто зависи од тзв. фазе (позиције две емисионе области у односу на правац визуре) двојног система и инклинације орбите. Утицај фазе на профил линије за случај 1) је разматран у једноставном моделу (toy model) датом у раду Popović et al. (2000) и зависно од односа маса и фазе двојног система широки профили могу бити различити, од линије са два пика (ако нема еклипсе између објеката) до асиметричног профила линије. То такође зависи од брзине супермасивних црних рупа и њихових периода (Shen & Loeb, 2010). Овде треба рећи и да мали ексцентрицитет орбита не може значајно променити процењене параметре.

### 3.2.2.1 Растојање између црних рупа и стабилност области емисије

Област емисије може бити уништена или деформисана кроз гравитациону интеракцију ако је растојање између супермасивних црних рупа реда величине или мање од величине области емисије. У том случају линијска емисија може бити комплексна али овде нећемо разматрати тај случај. Овде ћемо дискутовати само да ли су области емисије присутне у обе или само у једној супермасивној црној рупи (повезане са једном супермасивном црном рупом из супермасивног двојног система или са узмичућом супермасивном црном рупом). Проценимо прво минимално растојање између супермасивних црних рупа за које област

емисије још увек може постојати. Полазећи од чињенице да гравитациона интеракција опада са растојањем као  $r^{-2}$ , неопходно је да растојање између супермасивних црних рупа буде знатно веће од величине области емисије. Стога растојање између супермасивних двојних црних рупа у систему трема бити најмање два реда величине веће од величине региона емисије.

Да би се дале неке процене о карактеристичним растојањима, узете су у обзир процењене величине области емисије у активним галактичким језгрима. FeK $\alpha$  линија долази из најдубљих области (од неколико до неколико стотина гравитационих радиуса), а димензије су реда  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  pc (Nandra et al., 2007). Област широких линија је већа за најмање један ред величине и претпостављамо величину од  $10^{-4}$ – $10^{-2}$  pc (Kaspi et al., 2000; Peterson et al., 2004) и на крају, област уских линија може бити знатно већа (Bennert et al., 2006a,b,c) од неколико парсека до неколико килопарсека. Узимајући различите скале може се очекивати да ће различити региони емисије трпети различит утисај у супермасивним двојним системима и стога ће различити ефекти бити присутни у профилима линија.

Поред наведених области емисије, сходно стандардном моделу унификације активних галактичких језгара, очекује се да материјал који пада на активно галактичко језгро (у случају једне супермасивне црне рупе) има форму торуса (Antonucci., 1993). Очекиване димензије торуса су неколико парсека (Stalevski et al., 2011), стога се код супермасивних двојних система на скали субпарсека не може очекивати класични торус. Мада околни гас формиран у интеракцији супермасивних црних рупа може играти сличну улогу као торус тј. обезбедити материјал за акрецију на сваку од компоненти супермасивног двојног система (Dotti et al., 2007; Farris et al., 2011).

Растојања у pc	Одговарајућа линија	FWHM у $\text{km s}^{-1}$	$P$ у год.	$v_{rad}^{max}$ у $\text{km s}^{-1}$
$10^{-3}$ - $10^{-2}$	FeK $\alpha$	$\sim 10^4 - 10^5$	$\sim 2 \cdot 10^{-4} - 7 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^3$
$10^{-2}$ -1	Широке УЛ/оптичке	$\sim 10^3 - 10^4$	$\sim 7 \cdot 10^{-3} - 7 \cdot 10^2$	$\sim 5 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^2$
$10^2$ - $10^4$	Уске	$\sim 10^2 - 10^3$	$\sim 10^6 - 10^9$	$\sim 50 - 0.5$

Табела Предвиђања за  $P$  и  $v_{rad}^{max}$  за двојне црне рупе истих маса од  $10^8 M_{\odot}$  за карактеристична растојања.

Интересантно је направити поређење типичне ширине линија на половини максимума (Full Width at Half Maximum, FWHM) емитоване из три различите области емисије са одговарајућим максималним радијалним брзинама. Као што се из табеле може видети, максималне радијалне брзине (орбите су "edge-on") су у принципу мање од FWHM. Изгледа да је мало вероватно да видимо чисто померену линију, пре би се могла очекивати асиметрија или пикови у профилима линије.

С друге стране, због периодичног орбитирања двојног система, периодичне (или пре кнази-периодичне) спектралне осцилације се могу појавити у FeK $\alpha$  линији (од неколико сати до неколико дана) и такође у широким линијама (реда неколико дана до неколико стотина година). Штавише, гас може да се преноси периодично из циркумбинарног диска на црне рупе кад је двојни систем на ексцентричној орбити и производи периодичне осцилације у електромагнетном спектру (Hayasaki et al., 2008; Cuadra et al., 2009; Gilfanov, 2010). Стога се очекује да варијабилност у профилима линије због различитих позиција и радијалних брзина компоненти супермасивног двојног система и периодичан трансфер гаса буду виђени.

### 3.3 Широке емисионе линије и супермасивне двојне црне рупе

Разматрајући супермасивне двојне црне рупе треба узети у обзир могућност да једна (или обе од две супермасивне црне рупе) у систему има гасовити регион широких линија који емитује широке дозвољене линије типичне за спектар квазара. Орбитално кретање супермасивног двојног система узрокује периодични помак линија чинећи да спектар наликује на онај спектроскопски двојних звезда са једном или двоструком линијом (Komborg, 1968a,b; Begelman et al., 1980). *Gaskell (1983, 1985) је указао да тесне супермасивне црне рупе могу бити детектоване кроз њихове профиле широких линија. На првом месту, померени пикови широких линија могу бити последица орбиталног кретања црних рупа у тесно двојном систему.*

Један од првих кандидата за супермасивни двојни систем био је 3C390.3 (Gaskell, 1983, 1985). Штавише, посматрања систематског одступања од плавог помака, широког  $H\beta$  пика у спектру 3C390.3 између 1968. и 1988. године био је конзистентан са хипотезом о двојном супермасивном систему (Gaskell, 1996b). Међутим, реверберационо мапирање<sup>3</sup> 3C390.3 је показало да се на временској скали преласка светлости црвени и плави пикови међају скоро симултано (Dietrich et al., 1998; Shapovalova et al., 2001, 2010a), док су други ефекти виђени у профилу линије указивали на порекло из диска (Eracleous et al., 1997; Shapovalova et al., 2001; Eracleous & Halpern, 2003; Shapovalova et al., 2010a; Popović et al., 2011b). Ово сигурно искључује двојне црне рупе као узрок померених пикова у овом објекту. Вероватније је да постоји емисија из диска у емитерима са два пика са великом асиметријом (Strateva et al., 2003). Ипак, хипотеза о двојним црним рупама остаје разумно објашњење за широке, са једним или два пика, Балмерове линије, које су померене у односу на њихове централне таласне дужине (Eracleous et al., 2011; Tsalmantza et al., 2011).

У случају супермасивних двојних система, очекујемо необичне широке спектралне линије са великим брзинским помаком реда  $\sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$  (табела 1). Недавно су издвојена активна галактичка језгра са овако великим брзинским помаком између хиљада спектра квазара, а неколико спектроскопски супермасивних двојних кандидата нађени су у архиви SDSS-а (Sloan Digital Sky Survey). Има неколико радова где су издвојени кандидати за супермасивне (двојне) црне рупе (листу погледати нпр. у раду Eracleous et al., 2011). Сви ови објекти представљају системе са помакнутима линијама али њихови спектри се знатно разликују један од другог, а интерпретација њихове физичке природе није јединствена (Gaskell, 2010a; Eracleous et al., 2011; Tsalmantza et al., 2011).

Да би се илустровали очекивани профили линија, извршено је моделирање области широких линија око два супермасивна двојна објекта као што је то описано у раду Popović et al. (2000). Близу сваке црне рупе структура региона широких линија може бити слична структури региона широких линија око појединачних супермасивних црних рупа. Симулиран је профил  $H\beta$  линије за систем са следећим параметрима: однос маса  $q=0.5$ , растојање између црних рупа  $R=0.3 \text{ pc}$ , орбитални период  $P=600$  година. (слика 6)

У неким случајевима профили линија могу имати два пика у случају региона широких линија двојног система али узимајући у обзир процењену максималну

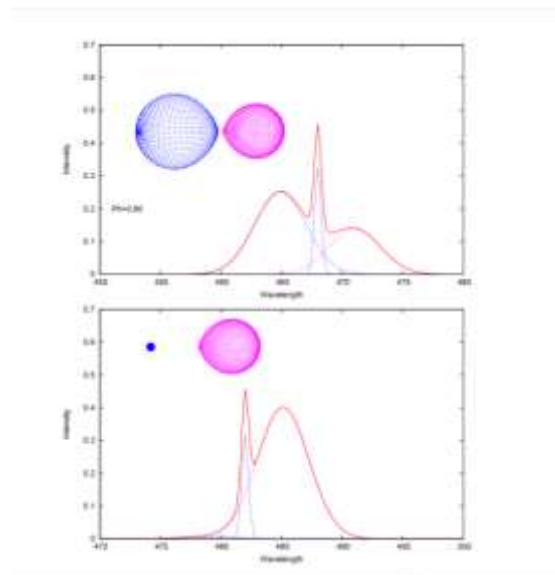
---

<sup>3</sup> Реверберационо или ехо мапирање (Reverberation or Echo Mapping) је астрофизичка техника за мерење структуре региона широких линија око супермасивне црне рупе у центру активне галаксије и процене масе супермасивне црне рупе. Сматра се примарном техником за процену масе тј. маса се мери директно из кретања које је узроковано гравитационом силом у околном гасу.

радијалну брзину (табела) за карактеристична растојања између супермасивних двојних објеката, могу се очекивати асиметрични линијски профили померени из центра пре него они са два пика.

### 3.3.1 Две или једна област емисије широких линија у супермасивном двојном систему?

У супермасивном двојном систему постоји могућност да обе супермасивне црне рупе имају регион емисије или да само једна супермасивна црна рупа има регион емисије.



Слика 6 Профил  $H_{\beta}$  линије емитован из супермасивног двојног система за случајеве: 1) обе црне рупе имају регион широких линија (горе) и 2) само једна компонента има регион широких линија (доле). Шема супермасивног двојног система у одређеној фази је представљена у горњем левом углу. Симулација региона широких линија двојног система је изведена као што је описано у Popović et al., 2000.

#### 3.3.1.1 Две области широких линија

У еволуционом сценарију двојних црних рупа неједнаких маса са копланарним гасовитим диском (Escala et al., 2004; Dotti et al., 2007) очекује се да тај диск садржи пукотину због присуства секундарне црне рупе (рани рад Artymowicz & Lubow 1994, Двојне звезде - интеракција у диску). То значи да секундарна компонента има шансу да има област широких линија пошто вискозна еволуција спољашњег циркумбинарног диска у почетку очвршћује секундарну компоненту. С друге стране, унутрашњи диск се претаче на примарну црну рупу. Стога, гасовити облак везан за сваку црну рупу може водити ка томе да се створе два мала акрециона диска (Dotti et al., 2007). Дискови ће осветлити околни гас и као последица тога могу се формирати два региона широких линија, а линијски профили емитовани из супермасивног двојног система могу бити састављени од ова два ротирајућа региона широких линија. Додатно, велика ексцентричност путање супермасивног двојног система водиће ка томе да ће појаве из

фазе кретања дати допринос могућности периодичног утицања гаса на обе црне рупе (Roedig et al., 2011), што може довести до промена ( периодичних или квази-периодичних) у профилима линија.

Емисија региона широких линија може резултирати тзв. широким линијама са два пика (Double-Peaked Broad Emission Lines) у активним галактичким језгрима (слика 4), стога овакви профили линија могу бити индикатори постојања супермасивниг двојног система где две области широких линија заједно доприносе профилу линије (Gaskell, 1983). Једноставан модел две области широких линија показује да очекивани профили широких линија могу бити врло различити (такође са два пика) у зависности од фазе двојног (супермасивног) система. Међутим, јасна карактеристика са два пика једино настаје у посебној фази еволуције двојног система када су две црне рупе довољно близу тако да је разлика орбиталних брзина дуж правца визуре већа од FWHM индивидуалних широких компоненти (табела). Пре ове фазе цепање брзина због орбиталног кретања два региона широких линија изгледа је врло мало да би се раздвојиле и профили линија су заправо асиметрични. У случају да су компоненте супермасивног двојног система ближе од димензија региона широких линија (слика 5) профили линија заправо постају комплекснији и не може се очекивати раздвајање на пикове зато што не кореспондира орбиталном кретању двојног система. У овом случају нема кохерентне промене радијалне брзине у пиковима са временом. Узимајући све ово у обзир, у случају два региона широких линија могу се очекивати асиметрични линијски профили као вероватнији и уобичајен потпис супермасивних двојних система са две области широких линија пре него профили са два пика.

### 3.3.1.2 Једна област широких линија

Емисија из само једне области широких линија може бити посматрана у два случаја:

- 1) имамо две супермасивне црне рупе али само једна има емисиони регион,
- 2) узмичућа црна рупа која има емисиони регион

1) Супермасивни двојни системи могу еволуирати у склопу пространог гасовитог диска (Dotti et al., 2007, 2009a; Colpi et al., 2009) и њихове орбите ће бити циркуларизоване када постигну орбитално растојање реда субпарсека. На мањим растојањима гравитациона радијација постаје доминантни процес путем ког се губи угаони момент и заробљава гас у унутрашњости орбите секундарне компоненте. Супермасивни двојни системи отварају рупу у центру циркумбинарног диска, а секундарна црна рупа орбитира ближе резервоару гаса и има лакши приступ до њега тј. степен акреције на секундарну супермасивну црну рупу требало би да буде значајно већи од оног на примарну (Armitage & Natarajan, 2002; Hayasaki et al., 2007; Cuadra et al., 2009; Lodato et al., 2009). Због тога секундарна компонента има регион широких линија. То иде у корист посматрања ефеката помака на широким емисионим линијама, пошто се већа радијална брзина може очекивати код секундарне компоненте (једначина 6). У систему у коме је регион широких линија повезана са секундарном компонентом може се очекивати да се посматра померена емисија као на слици 6 (доле). Неке симулације показују да највећи део гаса иде на већу супермасивну црну рупу и стога можемо очекивати да примарна компонента производи највећи део емитоване енергије у линији (Gaskell, 2011).

2) Темељна хипотеза за избачене црне рупе је да се супермасивна црна рупа пуни гасом из (бившег) гасовитог (циркумбинарног) диска који пада у супермасивну црну рупу (Zanotti et al., 2010). Интеракција избачених супермасивних црних рупа са околним медијумом може у општем случају бити врло комплексна (Gonzalez et al., 2007; Zanotti et al., 2010). Степен акреције избачених супермасивних црних рупа је довољно висок за детекцију периферије активног галактичког језгра ако је избачена у гасом богате дискове – и до неколико процената од Едингтоновог степена акреције<sup>4</sup> (Sijački et al., 2011). Маргинално везан гас који се поново придружује диску око црне рупе у покрету ослобађа велику количину енергије у таласним ударима у кратком времену водећи ка бљеску термалних меких X-зрака са луминозношћу која досеже Едингтонов лимит. X-зраци врше јонизацију околног гаса, што може дати допринос јаким оптичким и УЛБ емисионим линијама са препознатљивим спектром (Shields & Bonning, 2008).

Због тога су широке линије емитоване из тзв. региона широких линија који је повезан са избаченом супермасивном црном рупом (Gonzalez et al., 2007; Zanotti et al., 2010), а уске линије се емитују из галаксије-домаћина одакле потиче избачена супермасивна црна рупа (Bonning et al., 2007). Уске линије су осветљене споља (од стране избачене супермасивне црне рупе). Споредне линије активног галактичког језгра могу се посматрати или одмах после избацавања великом брзином или за време периферичног пролаза кроз гасом богат остатак (Blecha et al., 2011). Може се очекивати помак широке линије (у односу на уску), који може бити реда  $1000 \text{ km s}^{-1}$  (то је такозвана брзина избацавања, енг. kick velocity, помињу се вредности од  $5000 \text{ km s}^{-1}$ ; Gonzalez et al., 2007) или мања. Брзине могу бити значајно веће (чак и  $12\,000 \text{ km s}^{-1}$ ; Sperhake et al., 2011) тј. постоји добра шанса да видимо помак због избачених супермасивних црних рупа. Међутим, треба узети у обзир да пројектована радијална брзина од избачене супермасивне црне рупе може бити мања, стога је очекивани помак линије вероватно око неколико стотина  $\text{km s}^{-1}$ . Процењено време живота фазе избачене црне рупе активног галактичког језгра је до 10 милијарди година ( $10 \text{ Myr}$ ) (Blecha et al., 2011; Sijački et al., 2011).

Узимајући у обзир горњу дискусију, изгледа да су посматрани линијски профили емитовани из супермасивног двојног система вероватно асиметрични и помакнути у односу на уску линију. Доминантна емисија једне широке емисионе линије из супермасивног двојног система (или избачених супермасивних црних рупа) је изгледа више уобичајена него емисија из обе компоненте. Због тога, помакнуте широке линије (у односу на уске) могу бити индикатор постојања супермасивних двојних система.

### 3.3.2 Широке линије са два пика и јако померене широке линије

Посматрани профили широких линија активног галактичког језгра се крећу од класичних ”логаритамских” профила до оних линијских профила са два пика из диска (Sulentic et al., 2000), а проблем са кориштењем широких емисионих линија да би се детектовали супермасивни двојни системи је у томе што комплексни линијски профили

---

<sup>4</sup> Едингтонов степен акреције (Eddington Accretion Rate) је степен акреције за који црна рупа зрачи Едингтоновом луминозношћу (Eddington Luminosity), која представља максимални сјај који може да се постигне, због чега се назива и Едингтонов лимит (Eddington Limit). Познато је да овај лимит може да се наруши у одређеним случајевима-супер Едингтонова акреција (Super Eddington Accretion Flow).

могу бити узроковани комплексном геометријом области широких линија. Гас који емитује је релативно близу супермасивне црне рупе где многи процеси могу утицати на профиле линија. У принципу, тзв. необични профили широких линија, објављени у многим радовима (Eracleous et al., 2011; Tsalmantza et al., 2011), су повезани са великим помаком широке компоненте ( $1000 \text{ km s}^{-1}$ ) у односу на уске или постоје необични пикови у линијским профилима. Обоје могу бити индикатори постојања супермасивног двојног система, али такође могу бити објашњени комплексном геометријом области широких линија. Овде ћемо дискутовати тзв. „необичне” широке емисионе линије са два пика и померене широке емисионе линије са једним (два) пика у светлу хипотезе супермасивних двојних система и комплексне структуре региона широких линија (и визуелно блиских извора широких линија).

### 3.3.2.1 Емитери линија са два пика

Можемо претпоставити различите геометрије у циљу описивања региона широких линија (Sulentic et al., 2000). Област широких линија двојног система може резултирати различитим профилима линија али слични профили линија могу бити симулирани и у случају комплексне геометрије региона широких линија. Такође постоји могућност да у једном активном галактичком језгру широке емисионе линије буду састављене од емисије два (или више) широка региона (Popović et al., 2004; Bon et al., 2009a,b; Popović et al., 2011b), што ће резултовати асиметричним и помереним профилем широких линија. Изгледа да се линије са два пика емитују из акреционог диска (Chen & Halpern, 1989; Chen et al., 1989; Eracleous et al., 1997; Strateva et al., 2003; Popović et al., 2011b etc.), такође, различити ефекти (као нпр. крила, Murty & Chiang, 1995) могу дати допринос асиметрији линије и профилима линија налик на диск. Такође, модел две струје (Double Stream Model) се може применити на профиле линија (Zheng et al., 1990)<sup>5</sup>, или комбинација емисије диска са две струје (као нпр. у случају Ark 120, Popović et al., 2001). Такође, ”off-axis” модел може објаснити профиле линија од оних са два пика (врло асиметричне) до симетричних (Gaskell et al., 2007; Gaskell, 2010b). Овде представља проблем то што не разумемо потпуно физику и геометрију региона широких линија (Popović, 2006), и стога, имамо потешкоћу да раздвојимо утицаје супермасивних двојних система од комплексне геометрије региона широких линија. Ипак, постоји неколико активних галактичких језгара која показују необичне профиле са два (или више) пикова који имају неке специфичне карактеристике које би требало објаснити. Интересантно је дискутовати да да су такви необични профили емитовани из супермасивних двојних система.

Заједничке особине класе активних галактичких језгара тзв. емитера са два пика су да су линије јако широке и да је (барем један) пик јако померен (ка плавом, очекивано у релативистичком акреционом диску, Eracleous & Halpern, 1994) или да има неколико пикова у профилима са јасна два пика. Као што је горе наведено, овакви профили се могу објаснити са емисијом акреционог диска али има неких чињеница које се морају узети у обзир:

- 1) постоји екстремно померен (плави) пик (око неколико хиљада  $\text{km s}^{-1}$ ) и
- 2) линије су веома широке (око  $\sim 10\,000 \text{ km s}^{-1}$ , а у неким случајевима и

<sup>5</sup> Овај модел има проблем: он само репродукује линијски профил али се не слаже са реверберационим мапирањем у случају емитера са два пика.



око  $\sim 40\,000\text{ km s}^{-1}$ , Wang et al., 2005).

Те карактеристике би требале бити објашњене емисијом диска, а поставља се питање шта је то посебно у геометрији диска што производи такве линије?

Може се користити један релативно једноставан модел (Chen et al., 1989; Chen & Halpern, 1989) да би се пронашли неки специјални услови у таквом диску. Пре свега, инклинација диска треба да буде велика (барем 40-50 степени, слика 3 у Bon et al., 2009a) али у том случају тешко је очекивати високо луминозни диск (Bon et al., 2009a) и линије са два пика би биле слабе. Такође, веома широки линијски профили могу бити емитовани и при мањим инклинацијама (30-40 степени) ако је радиус диска региона емисије линија мали (Wang et al., 2005). Стога, "нова класа екстремних емитера двоструких пикова" (слабих линија, дискутованих од стране Tsalmantza et al., 2011) вероватно је узрокована емисијом из акреционог диска велике инклинације или компактног акреционог диска. Додатно, постоје и више софистицирани диск-модели који нису осно симетрични, као нпр. диск са светлом пегом (случај 3C390.3, Jovanović et al., 2010) или диск са спиралним крацима (Storchi-Bergmann et al., 2003, 2007; Jovanović et al., 2012). Изгледа да ови модели могу лако фитовати посматране профиле сличне онима као код J093201.60+031858.7 без потребе укључивања посебне кинематичке компоненте (Eracleous, 2011).

Конечно, изгледа да широке линије са два пика нису поуздане за детекцију супермасивних двојних система пошто је потребно да за овакву емисију супермасивне црне рупе имају специфичну позицију (орбита близу "edge-on", две области емисије широких линија треба да буду јасно раздвојене) и такође велике орбиталне брзине (које су у принципу мање од FWHM широких линија, табела). Стога, диск или диску слична геометрија вероватно узрокују профиле са два пика, а необичне слабе линије са два пика (Tsalmantza et al., 2011) вероватно долазе од велике инклинације диска.

### 3.3.2.2 Широка емисиона линија померена далеко од центра

Широке емисионе линије померене далеко од центра (high off-center shifted broad emission lines) могу бити индикатори две фазе супермасивног двојног система:

- 1) случај када у супермасивним двојним системима само једна компонента има област широких линија,
- 2) емисија области широких линија из избачених супермасивних црних рупа тј. фаза после судара.

Постоји неколико активних галактичких језгара са релативно великим помаком компоненте широких линија (Eracleous et al., 2011; Tsalmantza et al., 2011), једно од њих SDSS J092712.65+294344.0, које је било први кандидат за избачену супермасивну црну рупу (Komossa et al., 2008), са плавим помаком широке компоненте од  $2650\text{ km s}^{-1}$  у односу на уске емисионе линије.

Gaskell (1983) је први пут дискутовао померене емисионе линије у светлу хипотезе о двојним супермасивним објектима и известио о два квазара (види слику 1 и 2 у наведеном раду): 0945+076 и 1404+285, чије су линије биле померене из центра до  $-2100\text{ km s}^{-1}$  и  $+2700\text{ km s}^{-1}$ , респективно.

Као што је горе напоменуто, широки профили линија јако помакнути из центра могу бити објашњени различитим ефектима у региону широких линија. Такви профили могу

бити објашњени дистрибуцијом гаса у области широких линија (Gaskell et al., 2007; Gaskell, 2010b)(слика 7 горе). Постоје и други модели, као нпр. модел две компоненте, узима истицање или утицање великим брзинама (Popović et al., 2004; Bon et al., 2009a,b), који могу репродуковати сличне профиле линија. Додатно, као што је то представљено у раду Пић et al. (2010), модел убрзаног истицања (Accelerating Outflow Model) за област широких линија (веома близу супермасивне црне рупе) може генерисати широке профиле емисионих линија који се крећу од оних са два пика до широких линија помакнутих далеко од центра.

Ипак није могуће у потпуности искључити супермасивни двојни сценарио у случају необичних профила широких линија померених из центра, као нпр. SDSS J1529+333 (Tsalmantza et al., 2011) где је пик екстремно померен ( $\sim 6000 \text{ km s}^{-1}$ ) и звездана дистрибуција у домаћину је такође проширена указујући на пертурбацију у структури звезданог диска.

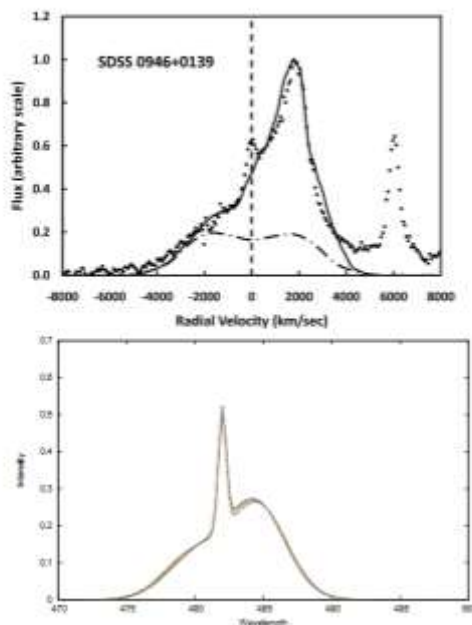
Генерално, хипотеза о избаченој супермасивној црној рупи је мало вероватна у овим случајевима због великог помака из центра (брзина избацивања може у неким специјалним случајевима бити екстремно велика, Spherhake et al., 2011). Следећа могућност је да ту може постојати двојни супермасивни систем са знатно мањом масом секундарне компоненте која има регион широких линија. Будућа посматрања и додатни докази ће потврдити или одбацити бинарни супермасивни сценарио за овај објекат.

На крају разматрајући вероватнићу да супермасивни двојни системи емитују једну јако (мало) померену или линије са два пика, изгледа да постоји већа вероватноћа да се посматра једна мало (јако) померена линија него оне са два пика у оваквом систему, мада, проблем да се раздвоји ефекат супермасивног двојног система од ефекта комплексне структуре области широких линија остаје. (слика 7)

### **3.3.3 Променљивост профила широких линија и супермасивни двојни системи**

Променљивост облика широких спектралних линија је у принципу очекивана у случају супермасивних двојних система (Gaskell, 1983, 1985, 1996a,b). Као прво, варијабилност може бити последица орбиталног кретања супермасивног двојног система тј. различитих позиција компонената у односу на посматрача.

Група за астрофизичку спектроскопију са Астрономске опсерваторије у Београду је испитивала варијабилност профила линије услед орбиталног кретања двојног система користећи горе поменути једноставни модел (toy model, Popović et al., 2000). Добили су да у једанаестогодишњем периоду (слика 9) не може бити детектована значајна варијабилност у линијском профилу услед орбиталног кретања двојног система на међусобном растојању већем од 0.1 pc (једначина 5). То је и очекивано у случају блиских региона широких линија, пошто ако имамо регион широких линија око сваке од супермасивних црних рупа и систем није полуодвојен, орбитални периоди су вероватно око пар стотина година.



**Слика 7** Горe: Посматрани необични профил  $H\beta$  линије SDSS J0946+0139 (тачкице) поређен са "off-axis illumination" моделом (пуна линија, Gaskell et al., 2007; Gaskell, 2010b). Доле: Сличан профил, добијен помоћу једноставног модела (за супермасивни двојни систем описан у §3 Поповић et al., 2000). Симулирана је варијабилност изазвана различитим фазама у 11-огодишњем периоду (види се као благе промене на леву и десну страну у односу на уску линију).

С друге стране, широке линије показују варијабилност у многим активним галактичким језгрима, па би се могло очекивати да би региони широких линија у супермасивним двојним системима (оба) могли показивати варијабилност и у том би се случају профили широких линија мењали са временом. Очекивана варијабилност је да се далека крила неби мењала симултано. То би могао бити случај где је пројектована орбитална брзина велика, а широке емисионе линије одвојене (или са два пика). Међутим, као што смо видели раније (табела), највероватније је да су облици линија емитованих из супермасивног двојног система асиметрични, брзина помераја (drift velocity) је заправо мања од FWHM сваке компоненте. То ће водити ка томе да оба (плаво и црвено) крило варирају приближно симултано.

Разматрајући посебне фазе у еволуцији двојних супермасивних система, варијабилност може бити значајна и важна када су супермасивне црне рупе ближе од карактеристичног растојања за регион широких линија (табела) тј. у случају полуодвојеног двојног супермасивног система. У овом случају се може очекивати спајање гаса из два региона широких линија и различити шокови у новоформираном региону широких линија. Ово може произвести велику варијабилност, не само у интензитету широких линија него и у профилима линија, пошто се орбитални период смањује, а геометрија емисионог гаса је одређена орбиталним кретањем супермасивних црних рупа и термодинамичким процесима.

Додатно, неаксиосиметрични таласи (nonaxisymmetric waves) могу бити индуковани у унутрашњем делу циркумбинарног диска плимским потенцијалом (Tidal Potential) двојног система (Hayasaki & Okazaki, 2009). Ови таласи могу изазвати промене у профилима емисионих линија. Стога варијабилност у профилима линије и интензитета може бити

врло добар индикатор за откривање супермасивних двојних система на међусобном растојању реда субпарсека .

Међутим, варијабилност у линији је врло честа у широким линијама активних галактичких језгара и поставља се питање која је очекивана разлика између варијабилности у линији области широких линија око једне супермасивне црне рупе и око супермасивног двојног система? Пре свега, у случају једне супермасивне црне рупе, варијабилност је изазвана сјајем централног извора и не може се очекивати огромна и нагла варијабилност у облику линије. Насупрот томе, у случају полуодвијених региона широких линија, на геометрију могу утицати таласи и шокови изазвани плимским потенцијалом супермасивних црних рупа. Стога, активна галактичка језгра која показују необичне и нагле промене у профилима широких линија могу бити потенцијални кандидати за супермасивне двојне системе. Квазари врло често показују варијабилност у широколинијском спектру и појачање у интензитету линије као реакцију на избачен млаз (outburst) у континуалној емисији извора (Gaskell & Sparke 1986; Peterson & Gaskell, 1986; Peterson et al., 2004). Нека активна галактичка језгра поред варијације флукса у линији показују и врло јаку варијабилност у облику линије, као нпр. Mrk 926 (Kollatschny & Zetzl, 2010) где плаво крило показују већу варијацију од црвеног. Други пример је, добро познато активно галактичко језгро, NGC 4151 које показује веома велике промене у профилима линије током једанаестогодишњег периода посматрања (Shapovalova et al., 2010b). Међутим, проблем је да тако нагле промене у профилима линије могу бити изазване другим ефектима као: истицање, утицање, пертурбације у емисионом диску итд. (Gaskell, 2010b; Shapovalova et al., 2010b; Jovanović et al., 2010).

### 3.3.4 Вероватноћа детекције супермасивних двојних система кориштењем широких емисионих линија

Да бисмо нашли вероватноћу да посматрамо област широких линија двојног система морамо појаснити колико често се супермасивни двојни систем појављују у Васиони. Постоји неколико процена, као нпр. Naehnelt & Kauffmann (2002) су предвидели да мање од 10% слабих елиптичних и 40% сјајних елиптичних галаксија садрже супермасивни двојни систем у центру са приближно истим масама компоненти, док су Volonteri et al. (2009) нашли да су двојни квазари на растојањима реда субпарсека суштински ретки тј. најбољи модели предвиђају  $0.01 \text{ deg}^{-2}$  (по квадратном степену) двојних квазара (на међусобном растојању реда субпарсека) са растојањем испод  $10^4$  Шварцшилдова радиуса (Schwarzschild radii), датог једначином (3), са одговарајућом орбиталном брзином већом од  $2000 \text{ km s}^{-1}$  на  $z < 0.7$ . У узорку од 10 000 квазара они су предвидели горњу границу од само 10 двојних квазара на растојању реда субпарсека што даје 0.1% али број двојних система расте рапидно са повећањем црвеног помака и може се очекивати већи број супермасивних двојних система на већим црвеним помацима.

Као што је раније напоменуто, однос маса је веома важан код динамике супермасивних двојних система, истраживања предузета од стране Hayasaki et al. (2010) су показала да  $(1.5\% \pm 0.6\%)$  од укупног броја блиских активних галактичких језгара за исти однос маса и  $(1.3\% \pm 0.5\%)$  за однос маса 1:10 имају тесно-двојни систем масивних црних рупа са орбиталним периодом мањим од 10 година. Поменимо на овом месту да овакви објекти могу бити детектовани са актуелним високо осетљивим X-зрацима.

Интересантно је да кад би сви супермасивни двојни системи имали исти однос маса, могло би се очекивати да око 10% активних галактичких језгара са масама црних рупа  $10^{6.5-7} M_{\odot}$  имају тесно-двојне системе (Hayasaki et al., 2010). Ово даје добру могућност за детекцију оваквих система.

Разматрајући избачене супермасивне црне рупе, мала је вероватноћа за њихово посматрање. Vonnig et al. (2007) су нашли горње границе (on the incidence) за узмичуће црне рупе у квази-стеларним објектима (QSOs) од само 0.2% за избацивања са брзинама већим од  $800 \text{ km s}^{-1}$  и знатно мање за веће брзине (нпр. 0.08% за веће од  $2000 \text{ km s}^{-1}$ ).

Вероватноћа да се посматрају области широких линија из супермасивних двојних система изведена из посматрања широких емисионих линија је знатно мања. У раду Tsalmantza et al. (2011) презентовани су резултате систематске потраге за двојним масивним црним рупама у SDSS спектроскопској бази података узимајући нека ограничења и за узорак од 54 586 квазара и 3 929 галаксије са црвеним помаком  $0.1 < z < 1.5$  само девет могућих кандидата за супермасивне двојне системе је издвојено (нашли су 32 објекта са необичним широким линијама). Нађен је и нешто бољи резултат од 14 кандидата (Eracleous et al., 2011). Ово даје експериментални резултат од 0.02% кандидата из SDSS базе података. Оваква разлика између предвиђања и откритених супермасивних двојних кандидата може бити објашњена чињеницом да су широки профили емисионих линија (емитовани из двојних супермасивних црних рупа) већином асиметрични и са малом радијалном брзином. То може указивати да посматрамо одређени број двојних супермасивних црних рупа претпостављајући да су обична активна галактичка језгра. То може имати неке последице у физици истраживања области широких линија, као и у процени масе супермасивних црних рупа помоћу широких емисионих линија (Marziani & Sulentic, 2011).

Забележимо овде да у емисији у радио-домену постоји нешто већа могућност да видимо изворе са двоструким радио-језгром. У раду Burke-Spolaor (2011) су тражене двојне супермасивне црне рупе користећи технику мапирања помоћу радио спектралног индекса која за мету има просторно раздвојена двојна радио-емисиона језгра. Само је један извор детектован као двоструко језгро у узорку од 3 114 радио-луминозна активна галактичка језгра, што је око 0.03%.

## 4 Модел и метод симулације супермасивних двојних црних рупа

Систем супермасивних двојних црних рупа на међусобном растојању реда субпарсека који је окружен гасом производи активност сличну оној посматраној код активног галактичког језгра. То има своју предност зато што можемо детектовати активност система супермасивних двојних црних рупа али има и ману јер је тешко раздвојити активност супермасивне двојне црне рупе од активности једног активног галактичког језгра (Popović et al., 2012).

Велики спектроскопски прегледи су кориштени да би се детектовале супермасивне двојне црне рупе на међусобном растојању реда субпарсека, као нпр. SDSS (Sloan Digital Sky Survey, Tsalantza et al., 2011; Eracleous et al., 2012; Ju et al., 2013; Liu et al., 2014; Graham et al., 2015a), што може дати неке индикације за одређени број објеката који су добри кандидати за супермасивне двојне црне рупе.

Да би се потврдило присуство супермасивне двојне црне рупе требамо следити спектралну променљивост система (Bon et al., 2012; Runnøe et al., 2015; Barth et al., 2015; Sharovalova et al., 2016; Li et al., 2016; Kovačević et al., 2017, 2019, 2020). Очекује се да супермасивне двојне црне рупе имају сличне варијабилности (Runnøe et al., 2015; Sharovalova et al., 2016; Kovačević et al., 2017, 2019, 2020) са неким посебним карактеристикама изазваним динамичким ефектима двојног система (као нпр. периодичност, Bon et al., 2012; Graham et al., 2015a,b; Li et al., 2016; Bon et al., 2016; Kovačević et al., 2017, 2019, 2020; Li et al., 2019; De Rosa et al., 2019) које могу бити кориштене да би их разликовали од других механизма који производе спектралну променљивост.

У раду Popović et al. (2021) је елабориран феноменолошки модел—*PoSKI модел* система супермасивних двојних црних рупа представљајући комплексну структуру области континуума и региона емисије линија и испитан је оптималан временски оквир неопходан у анализи дугорочних посматрачких резултата. Рачуна се резултујући спектар система супермасивних двојних црних рупа и испитује варијабилност у континууму на  $5100 \text{ \AA}$  и луминозности  $H_{\beta}$  широке линије, као и у профилу широке линије. Ове спектралне карактеристике су одабране зато што се често посматрају у спектралним посматрачким подухватима али су такође покривене у фотометријским прегледима. Поред динамичких ефеката, анализира се и утицај укупне масе система и односа маса компонената на резултујући спектар, као и ефекат додавања белог шума (White Noise) у симулирани спектар. Циљ је одредити карактеристике корелација између кривих сјаја континуума и емисионе линије система супермасивних двојних црних рупа и испитати могућност да детектујемо периодичност у тим кривим сјаја, што је важно за будуће прегледе у дугорочним временским оквирима. У овом раду се примењује управо *PoSKI модел* на двојне црне рупе мањих маса, реда милион Сунчевих маса, како би се симулирале спектралне карактеристике истих.

Активно галактичко језгро садржи супермасивну црну рупу са акреционим диском у центру, континуално зрачење акреционог диска јонизује гас у региону широких линија. Регион широких линија се састоји од великог броја облака који емитују и у целини је оптички танка средина (Gaskell, 2009), тј. нема ефеката радијативног трансфера. Изгледа да је регион широких линија спљоштен са инклинацијом која је слична оној акреционог диска (и торуса прашине) (Collin et al., 2006; Savić et al., 2019).

*PoSKI модел*, описан у раду Popović et al. (2021), разматра два активна галактичка језгра на међусобном растојању реда субпарсека у коме обе супермасивне црне рупе имају свој сопствени акрециони диск и регион широких линија и стога, активност може бити детектована из обе супермасивне црне рупе, тј. обе компоненте емитују

электромагнетни спектар који је типичан за активно галактичко језгро, сличан оном у раду Simić & Popović (2016). Додатно, уводи се да је систем супермасивних двојних црних рупа окружен заједничким циркумбинарним регионом широких линија (Common Circum-Binary Broad Line Region, cBLR) (слика 10).

Разматрају се два случаја у погледу региона широких линија:

**Два одвојена региона широких линија** Не постоји контакт између региона широких линија тј. сваки регион широких линија је унутар Рошеовог овала своје компоненте супермасивне двојне црне рупе (слика 8). Луминозност континуума централног извора (тј. акреционог диска) одређује димензије свог региона широких линија, а пертурбација је могућа само кроз гравитациону интеракцију.

**Два региона широких линија унутар Рошеовог овала сваке компоненте и један циркум-бинарни регион широких линија (cBLR)** Свака компонента има регион широких линија који пуни одговарајући Рошеов овал и такође укупна луминозност континуума која долази из акреционих дискова обе компоненте је довољно велика да формира посебан cBLR (слика 10 и §4.5).

У оба случаја претпостављамо да: а) регион широких линија је спљоштен (и) у истој равни као акрециони дискови, б) унутрашњи делови региона широких линија се преклапају са акреционим дисковима, в) регион широких линија се простире неколико десетина светлосних дана у дијаметру (Kaspi et al., 2005) и г) кинематика региона широких линија зависи од масе централне супермасивне црне рупе (Peterson, 2014).

У другом случају одвојених региона широких линија, стандардни параметри cBLR зависе од динамичких параметара и маса обе компоненте.

Пошто нам је циљ да испитамо варијабилност емисионих линија уобичајено покривених у оптичким посматрачким подухватима разматрамо  $H\beta$  линију, која је најанализиранија линија у спектралном домену.

Међутим, треба узети у обзир да ће само део региона широких линија који је унутар Рошеовог овала компоненте имати радијалну брзину која осликава динамичко кретање компоненте (као што је приказано на слици 10). Стога се претпоставља да је због гравитационог привлачења супермасивне црне рупе само део региона широких линија динамички активан тј. прати орбиталну путању супермасивне црне рупе. Због тога је регион широких линија појединачне компоненте редукован на лимит Рошеовог овала чак и кад емпиријске релације дају веће димензије (илустрација на слици 8).

Укупан профил линије представљеног двојног система садржи три широке компоненте (слика 10). Прва долази од BLR1—одређена Рошеовим овалом примарне компоненте, друга од BLR2—одређена Рошеовим овалом секундарне, и коначно, трећа компонента је емитована из cBLR—циркум-бинарног региона широких линија који окружује обе супермасивне црне рупе (BLR1 и BLR2). Обе супермасивне црне рупе загревају гас у циркум-бинарном региону широких линија тј. кинематика гаса је резултат сумарног ефекта обе масе и луминозности.

Ова конфигурација има важне ефекте на профиле линија емитоване из региона широких линија пошто BLR1 и BLR2 следе динамику својих супермасивних црних рупа (орбитално кретање). Због тога имају радијалне брзине, док се претпоставља да је cBLR стационарни регион. Тешко је предвидети тачан допринос тих покретних региона широких линија у укупној емисији пошто би то захтевало опсежна магнето-хидродинамичка моделирања. Стога су претпостављена три случаја—допринос динамичких региона широких линија је 70%, 50% и 30%, док остатак емисије долази од стационарног циркум-бинарног региона широких линија. У нашем случају допринос динамичких региона широких линија је 70%.

Да би се истражила променљивост у спектру и проучавала периодичност у кривим сјаја у поглављима 4.1-4.5, уводи се и једноставан динамички модел— *PoSKI модел* из рада Popović et al., 2021, у коме супермасивна двојна црна рупа гравитационо интерагује са акреционом диском који окружује супротну супермасивну црну рупу, утичући на површинску температуру диска. Стога је степен акреције овог диска промењен, узрокујући промену у емисији континуума и линије.

#### 4.1 Динамички параметри система супермасивних двојних црних рупа

Модел двојног система садржи две супермасивне црне рупе (чија је једна реализација приказана на слици 8). Дискутоваће се најопштији случај где компоненте имају произвољне масе означене у нашим прорачунима као  $m_1$  и  $m_2$ , а однос маса компонената је дефинисан као:

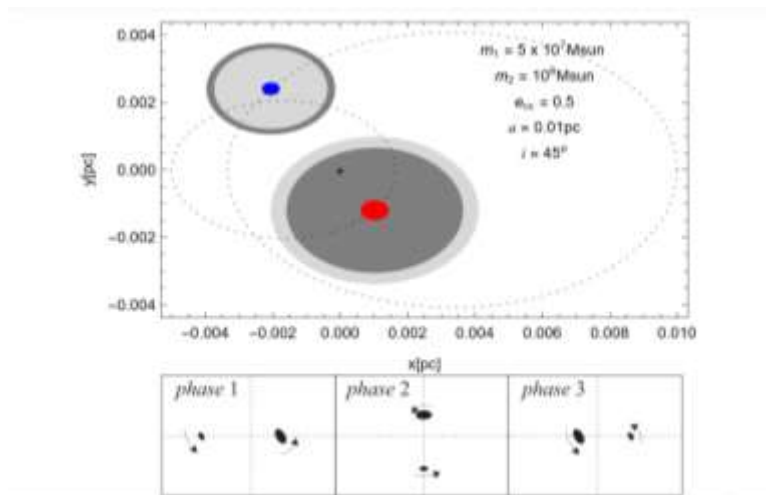
$$q = \frac{m_1}{m_2}, \quad (7)$$

са  $m_1 < m_2$ . Орбите у оваквом систему су елиптичне са ексцентричношћу  $e_{cc}$ .

У општем једначина за период  $P$  у двојном систему може бити изведена из трећег Кеплеровог закона (Hilditch, 2001) као:

$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(m_1 + m_2)}, \quad (8)$$

где је  $a$  средње растојање између компонената, а  $G$  универзална гравитациона константа.



**Слика 8** Пример једног модела супермасивних двојних црних рупа. Акрециони диск окружује сваку од супермасивних (двојних) црних рупа (мале црне тачкице у центру) означен са плавим (супермасивна двојна црна рупа мање масе,  $m_1$ ) и црвеним диском (супермасивна двојна црна рупа веће масе,  $m_2$ ). Тамно-сиви регион представља спољашњи лимит региона широких линија одређеног Рошеовим овалом, а светло-сиви регион, дефинише спољашњи лимит израчунат емпиријски (§4.4). Испрекидане елипсе су орбите супермасивних црних рупа, а  $x$  и  $y$  осе дају положај у  $pc$  у односу на барицентар супермасивних двојних црних рупа, означен крстићем. Доњи панел приказује три различите фазе дефинисане са  $t=0$ ,  $t=P_{orb}/4$  и  $t=P_{orb}/2$ , респективно са лева на десно. Претпостављена инклинација орбите од  $i=45^\circ$  држи се константном. (слике су преузете из рада Popović et al., 2021)



У нашем конкретном случају супермасивних двојних црних рупа, орбитални период  $P_{orb}$  може бити написан као:

$$P_{orb} = 210 \left( \frac{a}{0.1 \text{ pc}} \right)^{3/2} \left( \frac{2 \times 10^8 M_{\odot}}{m_1 + m_2} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

што је дато у годинама. Средње растојање између компоненти  $a$  је дато у pc, а масе  $m_{1,2}$  у  $10^8 M_{\odot}$ .

Да бисмо израчунали орбитално кретање и радијалне брзине компонената користи се стандардни кеплеровски приступ. Уводимо средњу аномалију (Mean Anomaly) као:

$$M = \frac{2\pi}{P_{orb}} (t - \tau) = 2\pi\phi, \quad (10)$$

где је  $\tau$  почетни момент мерења,  $t$  је временска варијабла, а  $\phi$  орбитална фаза система, која обично узима вредности између 0 и 1. Користећи Кеплерову једначину дату у облику:

$$M = E - e_{cc} \sin(E), \quad (11)$$

можемо нумерички извести ексцентричну аномалију (Eccentric Anomaly)  $E$ , која се онда може користити за рачунање стварне аномалије као:

$$\theta = 2 \arctan \left( \sqrt{\frac{1+e_{cc}}{1-e_{cc}}} \tan \frac{E}{2} \right). \quad (12)$$

Сада су, орбиталне путање стварних барицентричних орбита у систему супермасивних двојних црних рупа дате као:

$$r_{1,2}(\theta) = \frac{a_{1,2}(1-e_{cc}^2)}{1+e_{cc} \cos(\theta)}, \quad (13)$$

са  $a_{1,2}$  рачунатим уз услов довођења координатног почетка у барицентар, што даје:

$$a_1 = \frac{qa}{1+q} \text{ и } a_2 = \frac{a}{1+q}. \quad (14)$$

У прорачунима је претпостављено да се компоненте разликују у орјентацији за  $180^0$  или  $0.5P_{orb}$ . Кориштене су барицентрични положаји супермасивних црних рупа при рачунању варијабилности сјаја у континууму ( Continuum Luminosity Variability) услед пертурбације температуре диска (Poročić et al., 2021; §2.3 & Appendix A).

Инклинација орбиталне равни  $i$  је угао између нормале на орбиталну раван и правца визуре. У случају када је тај угао нула, радијална брзина у систему референце посматрача ће такође бити нула. У принципу, радијална брзина се не може мерити у случају "face-on" орјентације система супермасивних двојних црних рупа. Стога се у овом моделу претпоставља орбитални инклинациони угао од  $45^0$ . Пошто је орбита елиптична, азимутни угао је такође важан али за систем ће он бити константа за посматрача. Узима се да је он једнак нули. (ова конфигурација је представљена на слици 8)

Радијалне брзине компонената и њихове полу-амплитуде могу бити израчунате у систему референце посматрача користећи:

$$v_{1,2}^{rad}(\theta) = K_{1,2}[\cos(\theta + \omega) + e_{cc} \cos(\omega)] + \gamma, \quad (15)$$

$$K_{1,2} = \frac{2\pi a_{1,2} \sin(i)}{P_{orb} \sqrt{1-e_{cc}^2}},$$

где је  $\omega$  аргумент перихела који може имати произвољне вредности али је узето  $\omega=30^0$  са циљем испитивања најинтересантнијег случаја, а  $\gamma$  је брзина система која је у нашем случају једнака нули.

#### 4.2 Структура акреционог диска – емисија у континууму

У овом моделу обе компоненте имају акрециони диск и регионе широких линија који окружују дискове, као што је приказано на слици 8. За прорачунавање континуалне емисије диска у УЉ-оптичкој-ИЦ траци, користи се модел стандардног оптички дебелог, геометријски танког, акреционог диска који емитује по закону црног тела (Pringle & Rees, 1972; Shakura & Sunyaev, 1973; Novikov & Thorne, 1973), чија је ефективна температура  $T_{eff}^i$  (за  $i=1,2$ ) као функција радиуса од центра дата као (Yan et al., 2014):

$$T_{eff}^i [K] = 2 \cdot 10^5 \left(\frac{10^8}{m_i}\right)^{1/4} \left(\frac{R_{in}}{R}\right)^\beta \left(1 - \sqrt{\frac{R_{in}}{R}}\right)^{1/4} \left(\frac{0.1}{\varepsilon}\right)^{1/4} \left(\frac{f_E}{0.3}\right)^{1/4}, \quad (16)$$

где је  $R_{in}$  унутрашњи радиус диска,  $m_i$  маса супермасивне црне рупе  $i$ -те компоненте супермасивне двојне црне рупе и  $\beta$  индекс степеног закона (Power Law Index) једнак  $3/4$  у стандардном диск-моделу, такође могу бити разматране и друге вредности.  $E$  је радијативна ефикасност (Radiative Efficiency), док је  $f_E$  Единктонов однос (Eddington Ratio) који је:

$$f_E = \frac{\dot{M}_{acc}}{\dot{M}_{Edd}}, \quad (17)$$

где је  $\dot{M}_{acc}$  степен акреције (Accretion Rate), а  $\dot{M}_{Edd}$  степен Единктонове акреције (Eddington Accretion Rate). У случају једне супермасивне црне рупе обично се претпоставља да је  $f_E \sim 0.3$ .

За део диска који није близу централне супермасивне црне рупе једначина (16) се поједностављује у  $T \propto R^{-\beta}$ . Разматра се емисија од УЉ до ИЦ дела спектра. Стога се користи само термална емисија као примарни радијациони механизам, а занемарује се допринос инверзног Комптоновог и синхротронског зрачења, пошто су они значајни у Х и  $\gamma$  домену.

У овом случају снага зрачења емитованог од стране (малог) прстена са површине диска  $dS = 2\pi r dr$  на растојању  $r$  од центра система, са ефективном температуром  $T_{eff}$  дефинисаном у једначини (16) је дата као (Poindexter et al., 2008):

$$dL = 4\pi \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{dS \cos(i)}{\left[ \exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_{eff}}\right) - 1 \right]}, \quad (18)$$

где су  $h$ ,  $c$ ,  $k_B$  Планкова константа, брзина светлости и Болцманова константа, респективно.  $\Theta_{disc}$  је инклинација диска једне компоненте супермасивних црних рупа. Да бисмо израчунали укупну луминозност диска (Spectral Emission Density, SED), интеграллићемо претходну једначину преко целе површине диска и добијамо:

$$L(\lambda) \propto \int_{S_{disc}} \lambda dL(\lambda, T_{eff}) \quad (19)$$

За горњу једначину је потребно дефинисати унутрашњи  $R_i^{in}$  и спољашњи  $R_i^{out}$  радиус диска. За унутрашњи радиус диска је узето  $R_i^{in} \sim 10R_g$ , пошто се фокусирамо само на УЉ-оптичку-ИЦ емисију. За спољашњи радиус диска је кориштена релација дата у раду Vicente et al. (2014), у ком је спољашњи радиус, у јединицама светлосни дани (light days, ld), дефинисан као:

$$R_i^{out} = \frac{1}{2} r_0 \left[ \frac{m_i M_\odot}{10^9} \right]^{2/3}, \quad (20)$$

где је са  $i=1,2$  означена компонента супермасивне двојне црне рупе, а  $r_0$  је  $4.5_{-1.6}^{+0.7}$  ld. Експонент  $2/3$  у последњој једначини је очекиван у случају Шакура-Санајев (Shakura & Sunayev, 1973) акреционог диска, што је у сагласности са предвиђањима добијеним помоћу микросочива (Morgan et al., 2010).

Претпоставља се да оптички континуум на  $\lambda 5100 \text{ \AA}$  осликава јонизациони континуум, који је важан код процене димензија региона широких линија и може бити пертурбован интеракцијом супермасивних црних рупа. У анализи се разматра само допринос диска емисији јонизационог континуума.

### 4.3 Промена сјаја због динамичке интеракције

У једначини (18) су први пут укључени динамички ефекти радијалног кретања узимањем помака емитоване енергије (таласних дужина) фотона као:

$$\lambda = \lambda_0 (1 + z_{dopp}^i), \quad (21)$$

где је  $z_{dopp}^i = v_i/c$ . Брзина  $v_i$  се рачуна кориштењем једначине (15). Овај динамички ефекат радијалног кретања компоненти супермасивне двојне црне рупе је укључен у померање линије (али такође и у континуум).

Друго, треба разматрати гравитациони ефекат тј. пертурбацију акреционог диска једне компоненте супермасивних двојних црних рупа кроз интеракцију са другом. Ова интеракција највише зависи од међусобног растојања компонената и њихових маса. Разматра се само да гравитациона интеракција може утицати на степен акреције диска, и последично, на профил температуре диска компоненте.

Кроз гравитациону интеракцију две компоненте супермасивне двојне црне рупе, ефективна температура површине диска  $i$ -те компоненте може бити модификована као (интересантно извођење налази се у раду Popović et al., 2021, Appendix A):

$$T_{eff}^i = T_0^i \left( 1 + \frac{m_j R_i}{m_i r_j(t)} \cos \beta \right)^{1/4}, \quad (22)$$

где је  $T_0^i$  ефективна температура површине диска за не-пертурбовани диск,  $r_j(t)$  је међусобно растојање пертурбујуће супермасивне црне рупе ( $j$ -те компоненте) и дела пертурбованог диска лоцираног на радиусу  $R_i$  супермасивне црне рупе(-домаћина). Растојање  $r_j(t)$  се може написати као:

$$r_j(t) = a(t) \sqrt{1 + \left( \frac{R_i}{a(t)} \right)^2 - 2 \frac{R_i}{a(t)} \cos(\varphi)}, \quad (23)$$

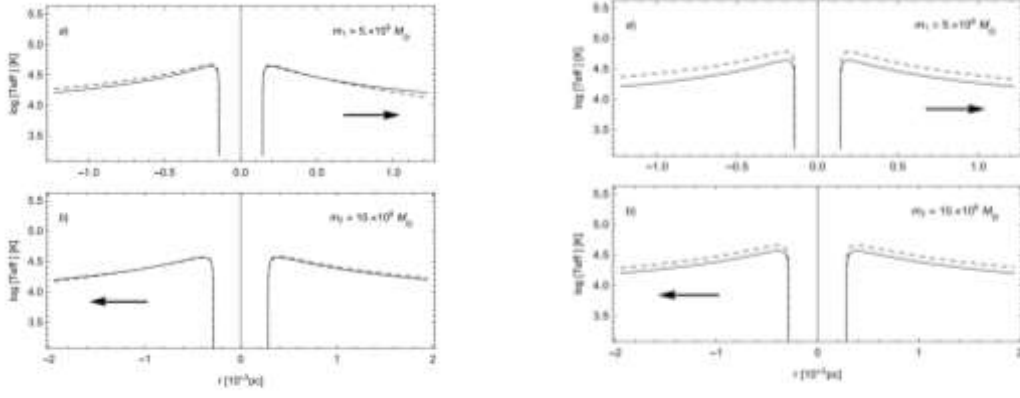
где је  $a(t)$  растојање између две супермасивне црне рупе, а  $\varphi$  је угао између  $a(t)$  и  $R_i$  посматрано из центра компоненте  $i$ . (Popović et al., 2021; Appendix A).

Треће, на степен акреције обе компоненте супермасивне двојне црне рупе утиче динамика двојног система која формира спиралне струје које акумулирају додатну материју близу сваке супермасивне црне рупе, формирајући тзв мини-диск гаса који орбитира око индивидуалних супермасивних црних рупа (Farris et al., 2014). Ово мења степен акреције код обе компоненте. Да би се укључиле промене у степен акреције примењене су релације дате у раду Farris et al. (2014) и нађено је да промена у ефективној температури  $i$ -те компоненте има облик (Popović et al., 2021; Appendix B):

$$T_{eff}^i(t) = T_0^i \left( 1 + \frac{m_j R}{m_i r(t)} \cos \beta \right)^{1/4} \left( \frac{f_E^i(t)}{f_E^{i0}} \right)^{1/4}, \quad (24)$$

где су плимска пертурбација (Tidal Perturbation) и промена степена акреције урачунате.

Једначине (22), (23) и (24) показују да је пертурбација ефективне температуре функција растојања између компоненти које је временски зависно. Амплитуда температурне пертурбације такође зависи од масе компоненти и као што је приказано на слици 9 (лево), температурна пертурбација ће бити јача у деловима диска ближим пертурбујућој компоненти. Као што је и очекивано, ближе пертурбујућој супермасивној црној рупи (са мањом масом  $m_1$ ) ефективна температура у диску опада због пертурбације. То је узроковано додатним гравитационим ефектом, који пертурбује кеплеровску ротацију у том делу. С друге стране, у случају максималне сепарације супермасивних црних рупа акреција је ефективнија као што се види на слици 9 (десно), оба диска постају светлија и укупна луминозност (сјај) система је у максимуму.



Слика 9 Логаритамски профили температура (преко диска дуж осе између две интерагујуће супермасивне двојне црне рупе на изабраној дистанци од 0.01 pc са масама од  $0.5 \times 10^9 M_{\odot}$  и  $10^9 M_{\odot}$  при минималном међусобном растојању црних рупа (леви график) и при максималном међусобном растојању (десни график). Горњи панели приказују температурне профиле диска око супермасивне црне рупе од  $0.5 \times 10^9 M_{\odot}$ , а доњи од  $10^9 M_{\odot}$ . Пуна линија представља непертурбовани, а испрекидана пертурбовани температурни профил. Стрелице показују правац интеракције тј. положај пратиоца. (слике је преузете из рада Popović et al., 2021)

Узимајући у обзир интеракције и да је луминозност система одређена температурама дискова обе супермасивне црне рупе, може се израчунати укупна луминозност,  $L_{tot}$ , супермасивне двојне црне рупе као:

$$L_{tot}(\lambda, t) \propto \int_{S_{disc}} \lambda dL_{tot}(\lambda, T_{eff}, t), \quad (25)$$

где је  $dL_{tot}$  рачунато узимајући обе ( $dL_1$  и  $dL_2$ ) компоненте као:

$$dL_{tot} = dL_1 + dL_2 = 4\pi \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[ \sum_{n=1,2} \frac{dS_n \cos(i_n)}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_{eff}^n(t)}\right) - 1} \right]. \quad (26)$$

$T_{eff}^n(t)$  зависи од орбиталних елемената (као што је показано у једначини (24), тј. **укупна луминозност система је временски зависна.**

Ефекат помрачења, у коме једна компонента помрачује другу, може довести до варијабилности у укупној луминозности система супермасивних двојних црних рупа. Међутим, помрачење се може десити само у "edge-on" блиској орјентацији система, стога је неуверљиво. Додатно, акрециони дискови који се овде разматрају су врло танки тј. дељина диска је много мања у поређењу са (свеукупним) радиусом, тако чак и кад би се помрачење десило, не очекујемо значајну промену у укупној емисији система супермасивних двојних црних рупа. У овим симулацијама се фиксира инклинација ротационе равни двојног система на  $i=45^\circ$ , стога се не разматра овај ефекат.

Додатни динамички ефекат који се овде разматра је варијабилност посматране емисије изазване "Doppler beaming" ефектом<sup>6</sup> (D'Orazio et al., 2015). Луминозност система супермасивних двојних црних рупа је претворена у флуks који посматрач може детектовати. Привидни флуks  $F_\lambda$  на посматраној фиксној таласној дужини  $\lambda$  је

<sup>6</sup> "Doppler beaming" ефекат представља процес у ком релативистички ефекти модификују привидну луминозност материје која емитује, а која се креће брзином блиском брзини светлости.

модификован у односу на флуks стационарног извора  $F_{\lambda}^0$ . Следећи D’Orazio et al. (2015) може се добити:

$$\frac{\Delta F_{\nu}}{F_{\nu}} = \frac{\Delta F_{\lambda}}{F_{\lambda}} = (3 - \alpha)(v_i(t)/c), \quad (27)$$

где је  $v_i(t)/c$  брзина компоненте дата у једначини (15). Пошто је коефициент  $\alpha$  узет из  $F_{\lambda}^0 \propto v^{\alpha}$ , претпостављамо да је  $\alpha=3/4$ .

За сваку компоненту се рачуна емитовани флуks укључујући и ”Doppler beaming” ефект као:

$$F^i(\lambda) = F_0^i(\lambda)\{1 + [(3 - \alpha)(v_i(t)/c)]\}, \quad (28)$$

где је

$$F_0^i(\lambda) = \frac{L^i(\lambda)}{4\pi D^2}, \quad (29)$$

где је  $D$  космолошко луминозно растојање (Cosmological Luminosity Distance) до система супермасивних двојних црних рупа. У циљу да избегнемо утицај растојања, резултати су презентовани кориштењем луминозности тј.:

$$4\pi D^2 F^i(\lambda) = L^i(\lambda)\{1 + [(3 - \alpha)(v_i(t)/c)]\}, \quad (30)$$

где  $i=1,2$  означава компоненту система.

#### 4.4 Процена величине региона широких линија

Користе се резултати реверберациониг мапирања да би се поставиле границе на параметре региона широких линија и карактеристике  $H_{\beta}$  линије, слично као у раду Simić & Popović (2016), узимајући у обзир масу сваке супермасивне црне рупе двојног система тј. њихову емитовану луминозност у континууму. Реверберационо мапирање даје емпиријску релацију између величине региона широких линија, процењене из временског кашњења између кривих сјаја емисионе линије и континуума, и луминозности континуума или широке линије (Peterson, 2014 и референце у том раду). Узима се да је временско кашњење за сваки регион широких линија пропорционално времену преласка светлости преко целог региона широких линија. Овде се користе ти резултати да би се поставиле границе на димензије региона широких линија базиране на емисији у континууму сваке компоненте. А онда, да би се процениле димензије региона широких линија, рачуна се интензитет широке емисионе линије.

Постоји неколико емпиријских релација између величине региона широких линија и луминозности линије и континуума добијених реверберационим мапирањем (за преглед види рад Popović, 2020).

За први случај одвојених региона широких линија, може се проценити величина региона широких линија  $H_{\beta}$  линије  $R_{BLR}$  кориштењем релације дате у раду Kaspi et al. (2005):

$$\frac{R_{BLR}}{101d} = (2.21 \pm 0.21) \left[ \frac{\lambda L_{\lambda}(5100\text{\AA})}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}} \right]^{0.69 \pm 0.05}, \quad (31)$$

где је  $\lambda L_\lambda(5100\text{\AA})$  луминозност на  $5100\text{\AA}$ . Овде се користи емисија у континууму на  $\lambda 5100\text{\AA}$  за оба акрециона диска и примењује се горња једначина, ипак постије и друге релације (за преглед види рад Роровић, 2020) које неби промениле нашу анализу. Сличан прорачун би се могао спровести и за врло сјајне квазаре са великим црвеним помаком користећи емпиријске релације представљене нпр. у раду Kaspi et al. (2007).

У другом случају, када је двојни систем окружен са додатним циркум-бинарним регионом широких линија користимо исту релацију за процену величине сваког региона широких линија. У овом случају циркум-бинарног региона широких линија луминозност континуума  $L_{\text{total}}(5100\text{\AA})$  је узета као сума луминозности сваког диска. За различите орбиталне фазе  $L_{\text{total}}(5100\text{\AA})$  ће бити различито, стога ће се варијабилност у околном региону широких линија детектовати. Ова варијабилност је узрокована Доплеровим ефектом, пертурбацијом температуре акреционог диска и различитим степеном акреције за обе супермасивне црне рупе. Циркум-бинарни регион широких линија представља одређен број неинтерагујућих емисионих облака, који су само гравитационо везани за централну масу (која је сума маса две супермасивне црне рупе) и само прати гравитациони потенцијал система тј. унутрашњи радиус циркум-бинарног региона широких линија је одређен Рошеовим овалом.

#### 4.5 Профили $H_\beta$ линије – интензитет, ширина и помак

Генерално, ми можемо разматрати различите облике и инклинације региона широких линија али највероватнији сценарио је да регион широких линија има спљоштену геометрију и близу је акреционог диска (тј екуваторијалне равни активног галактичког језгра, Gaskell, 2009). Стога је регион широких линија копланаран са акреционим диском, који је копланаран са орбитом супермасивних двојних црних рупа и због тога је орјентација региона широких линија дефинисана истим инклинационим углом  $i$  као и систем супермасивних двојних црних рупа.

Вероватније је да спљоштени регион широких линија производи профил линије са два пика уместо Гаусовог профила. Међутим, већина активних галактичких језгара показује профиле са једним пиком што указује на то да је регион широких линија благо спљоштен и да профили са два пика већином долазе из региона широких линија налик диску (строго спљоштених). Стога се претпоставља, ради једноставности, да сватри региона широких линија емитују линијске профиле сличне Гаусовим, чији параметри рефлектују динамичке ефекте система супермасивних двојних црних рупа и карактеристике сваког региона широких линија.

У случају раздвојених региона широких линија тј. региони широких линија у Рошеовим овалима компонената 1 и 2, рачунамо укупни линијски профил различитих конфигурација система супермасивних двојних црних рупа као:

$$I_{dyn}(\lambda) = I_1(\lambda) + I_2(\lambda), \quad (32)$$

где свака компонента емитује Гаусов линијски профил  $I_i$  (за  $i=1,2$ ):

$$I_i(\lambda) = I_i(\lambda_o) \exp \left[ - \left( \frac{\lambda - \lambda_o (1 + z_{dopp}^i)}{\sqrt{2}\sigma_i} \right)^2 \right] \cos(i), \quad (33)$$

где је  $\lambda_0$  транзициона таласна дужина за  $H_\beta$ ,  $\sigma_i$  дисперзија брзине дефинисана помоћу масе супермасивне црне рупе и димензије региона широких линија, а  $z_{dopp}^i$  је Доплерова корекција за радијалне компоненте брзина.

У случају линија циркум-бинарног региона, укупан профил линије је:

$$I_{cBLR}(\lambda) = I_{cBLR}(\lambda_0) \exp \left[ - \left( \frac{\lambda - \lambda_0}{\sqrt{2} \sigma_{cBLR}} \right)^2 \right] \cos(i), \quad (34)$$

где је  $\sigma_{cBLR}$  дисперзија брзине дефинисана преко укупне масе супермасивне двојне црне рупе и димензијом циркум-бинарног региона широких линија.

За рачунање профила линије кориштењем горње једначине морамо наћи максимални интензитет линије (на  $\lambda_0$ ), дисперзију брзина и помак линије. Да би се проценио интензитет  $H_\beta$  линије кориштена је емпиријска релација дата у раду Wu et al. (2004):

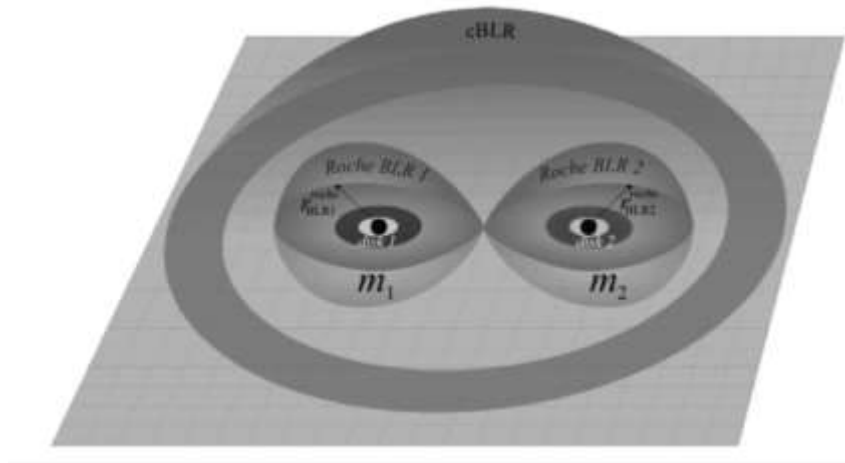
$$\log R_{BLR}(lt - days) = 1.381 + 0.684 \log \left( \frac{\lambda L(H_\beta)}{10^{42} \text{ erg s}^{-1}} \right). \quad (35)$$

За Гаусов профил максимални интензитет може бити израчунат као:

$$I_i(\lambda_0) = \frac{\lambda L(H_\beta)}{\sqrt{2\pi} \sigma_i}, \quad (36)$$

где је дисперзија брзина  $\sigma_i$  повезана са брзином региона широких линија  $v_{BLR}$  као:

$$\sigma_i = \lambda_{H_\beta} \frac{v_{BLR}(m_i)}{c}. \quad (37)$$



**Слика 10** Комплексна конфигурација система супермасивних двојних црних рупа, са регионима широких линија сваке компоненте (BLR1 и BLR2) унутар Рошеових овала и околним заједничким циркум-бинарним регионом широких линија (cBLR). (слика је преузете из рада Popović et al., 2021)

Брзина у региону широких линија претпостављајући виријализацију региона широких линија може бити рачуната као:



$$v_{BLR}(m_i) = \sqrt{\frac{Gm_i}{f_V R_{BLR}}}, \quad (38)$$

где  $m_i$ ,  $R_{BLR}$  и  $G$  представљају масу супермасивне црне рупе, величину региона широких линија и универзалну гравитациону константу, респективно.  $f_V$  је фактор виријализације који зависи од геометрије региона широких линија и инклинације. Овде се претпоставља да је цео регион широких линија виријализован због тога је инклинација ( $i$ ) региона широких линија узета у обзир, тада  $f_V = 1/\sin^2(i)$  (Afanasiev et al., 2019). Слично,  $v_{cBLR}$  је рачунато кориштењем укупне масе ( $m_1 + m_2$ ) уместо масе једне компоненте ( $m_i$ ) у једначини (38).

Брзина гаса у региону широких линија директно зависи од масе супермасивне црне рупе и динамичких параметара. Стога ће и профили линија зависити од истих параметара. Треба подвући да максимални интензитет такође зависи од масе супермасивне црне рупе.

#### 4.6 Алгоритам за моделирање композитног спектра супермасивних двојних црних рупа и симулирање његове варијабилности

Како би се сумирао предложени *PoSKI модел*, овде ћемо побројати кораке потребне за моделирање композитног спектра предложеног система супермасивних двојних црних рупа и симулирање његове варијабилности описане у раду Popović et al., 2021.

- 1) израчунати динамичке параметре и положаје две компоненте у односу на барицентар система супермасивних двојних црних рупа (једначине 9-13);
- 2) претпоставити унутрашњи радиус  $R_i^{in}$  и израчунати спољни радиус  $R_i^{out}$  за оба акрециона диска (једначина 20), који се користи за извођење температурног профила преко акреционог диска (једначина 16) и луминозности диска (једначине 18 и 19), обрачунавање "Relativistic boosting" ефекта (једначина 30) и степена акреције (једначина 17);
- 3) приметимо да је ефекат варијабилности израчунат са оба динамичка ефекта кретања двојног система (једначина 15) и пертурбацијом температуре диска (тј. степеном акреције) кроз узајамне гравитационе интеракције две компоненте у супермасивним двојним црним рупама и променом у степену акреције (једначине 22 и 24);
- 4) са добијеним луминозношћу диска сваке компоненте у супермасивној двојној црној рупи процењујемо димензије сватри региона широких линија користећи емпиријску релацију (једначина 31), проверавајући да ли су два одвојена региона широких линија у оквиру Рошеовог овала одговарајуће централне супермасивне црне рупе. Ако су веће димензије региона широких линија се редукују на лимит Рошеовог овала;
- 5) да би се симулирао профил широке  $H\beta$  линије претпоставља се Гаусов профил (једначина 32-34) који је базиран само на динамичком помаку (једначина 38). Максимални интензитет  $H\beta$  линије (једначина 36) је базиран на емпиријској једначини, која је изведена из емпиријских релација радиус-луминозност (једначине 31 и 35) и користи димензију региона широких линија процењену у претходном кораку;
- 6) спектар је коначно рачунат урачунавајући доприносе сватри гасовита региона (BLR1, BLR2, cBLR);

7) да би се испитала спектрална варијабилност мери се луминозност у  $H_\beta$  спектралном опсегу, који је типично покривен у оптичким посматрачким подухватима, и конструишу се њихове криве сјаја.

Да би се урачунао ефекат реалне неодређености мерења, уводе се различити односи сигнал-шум (Signal to Noise Ratio, S/N) у моделирани спектар, који се касније рефлектује у мереним луминозностима континуума и линије тј. у кривим сјаја континуума и линије. Расподела шума фотона је стохастичка по природи и може се моделирати Гаусовом расподелом, то је тзв. *бели шум (White Noise)*. Због тога је додат бели шум у симулирани спектар. Генерално, може се користити нормална расподела са средњим параметром  $\mu = 0$  и константном дисперзијом  $\sigma_N$ , која одређује дисперзију базе података (Proakis, 2001). У нашем случају бели шум је на нивоу од 3%.

Поред белог шума, унутрашња варијабилност луминозности сваке компоненте може утицати на периодичност сигнала супермасивних двојних црних рупа. Да би се симулирао тај ефекат тзв. *црвени шум (Red Noise)*, слажемо главни сигнал са шумом што се моделира кориштењем SER-SAG кода (Kovačević et al., 2021; Github link). У нашем случају црвени шум на слани од 0 до 1 има вредност 1.

На основу овог алгоритма направљен је код који се користи за одређивање спектралних карактеристика супермасивних двојних црних рупа. Код је за потребе овог рада стартован на рачунару Супераст.

## 5 Резултати истраживања

У овом мастер раду се истражује електромагнетни сигнал од блиских црних рупа које су мање масивне него што се очекује код класичних активних галаксија али је још могуће код активних галаксија које имају црне рупе у својим центрима.

Циљ овог рада је да истражи спектралне карактеристике блиских двојних црних рупа на међусобном растојању реда субпарсека које се хипотетички могу наћи у центру активних галаксија али за разлику од претходних истраживања, где су се разматрале супермасивне црне рупе реда величине стотине милиона или милијарду Сунчевих маса ( $10^8 M_{\odot}$ ,  $10^9 M_{\odot}$ ), овде се разматрају двојне црне рупе мањих маса, реда величине милион Сунчевих маса ( $10^6 M_{\odot}$ ). Овакве мање црне рупе су присутне у језгрима активних галаксија малих маса код којих се посматра променљивост у спектру и спектралне линије.

Овде дајемо резултате моделираног спектра (на основу кода који је направљен на основу алгоритма описаног у §4.6) двојних блиских црних рупа које имају масе реда величине милион Сунчевих маса ( $10^6 M_{\odot}$ ), које имају гас у околини и које због тога имају линијске емисионе регионе. Применили смо *PoSKI модел* (види §4) дат у раду Popović et al. (2021), само за разлику од података датих у овом раду разматрамо мање масивне црне рупе. Симулирани су изгледи  $H_{\beta}$  спектралног опсега за различите односе маса компонената система супермасивних двојних црних рупа на ексцентричним орбитама где су масе компонената реда величине милион Сунчевих маса ( $10^6 M_{\odot}$ ). Испитани су ефекти различитих односа маса система ( $q=1, 0.3, 0.1$ ) на профиле  $H_{\beta}$  линије, криве сјаја линије, варијацију ширине линије на половини максимума (FWHM) и корелације између параметара линије.

### 5.1 Параметри симулираног модела

Овде је претпостављен одређен број симулација (неког опсега) различитих улазних параметара система супермасивних двојних црних рупа (различити односи маса, одговарајуће рачунате луминозности и динамички параметри). У нашем случај један сет параметара представља масу примарне црне рупе ( реда величине  $10^6 M_{\odot}$ ) и различите односе маса ( $q=1, 0.3, 0.1$ ). Ексцентричност је узимана као константа за све симулације са вредношћу од 0.3. За сваки сет улазне конфигурације моделиране су серије спектра (да би се покрила цела орбита система супермасивних двојних црних рупа).

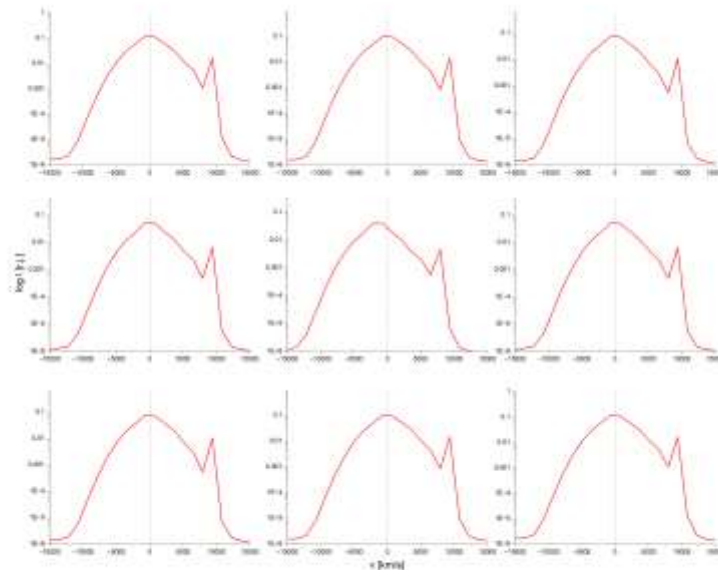
Симулације показују да јасно одвојени региони широких линија могу утицати на профил линије. Стога су представљени резултати симулације за супермасивне двојне црне рупе на међусобном растојању реда субпарсека ( $0.02 \text{ pc}$ ) у којима су присутна три региона широких линија.

Резултујући профили линије су асиметрични и померени (види §3) и варирају током орбиталног периода.

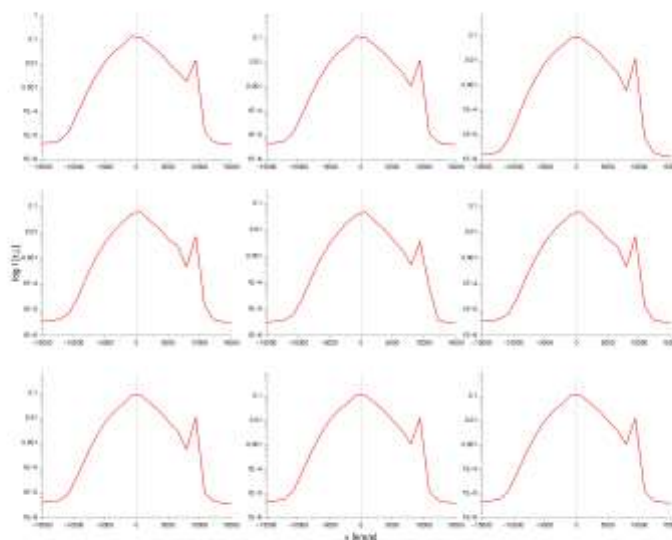
### 5.2 Варијабилност широке линије

Проучава се променљивост широке  $H_{\beta}$  емисије и конструишу се њихове одговарајуће криве сјаја. Спектар у опсегу таласних дужина  $H_{\beta}$  линије је представљен на

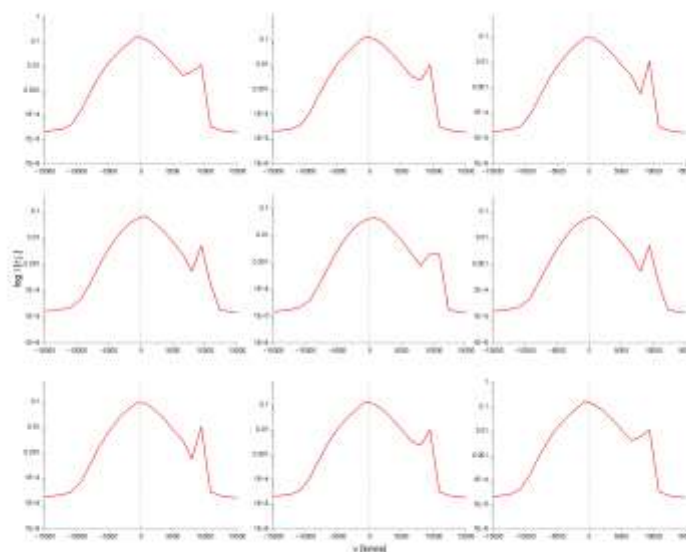
сликама 11,12 и 13 за различите односе маса ( $q=1, 0.3, 0.1$ ) и ред величине масе компонената од  $10^6 M_{\odot}$ . Овај модел рачуна за три региона широких линија, два региона широких линија од примарне и секундарне компоненте, које долазе од одговарајућих Рошеових овала (BLR1 и BLR2), и једном компонентом циркум-бинарног региона широких линија. Слике 11, 12 и 13 приказују случај у ком 30% луминозности у линији долази од емисије из Рошеовог овала и 70% од циркум-бинарног региона широких линија.



**Слика 11** Профили широке  $H_{\beta}$  линије за масе двојних црних рупа реда величине  $10^6 M_{\odot}$  и однос маса компонената  $q=1$  за девет различитих фаза супермасивног двојног система (од прве до девете, с лева на десно, одозго на доле). Положај уске  $H_{\beta}$  линије приказан је вертикалном испрекиданом линијом. Мали пик у црвеном крилу линија је остао у програму и потиче од забрањених линија кисеоника ОПШ ( $\lambda\lambda 4959, 5007 \text{ \AA}$ ), а пошто су ове линије широке рађена је ниска резолуција по таласним дужинама, па се онда оне појављују као мали пик у црвеном крилу широке линије.



**Слика 12** Исто као на слици 11, само за  $q=0.3$ .



Слика 13 Исто као на слици 11, само за  $q=0.1$ .

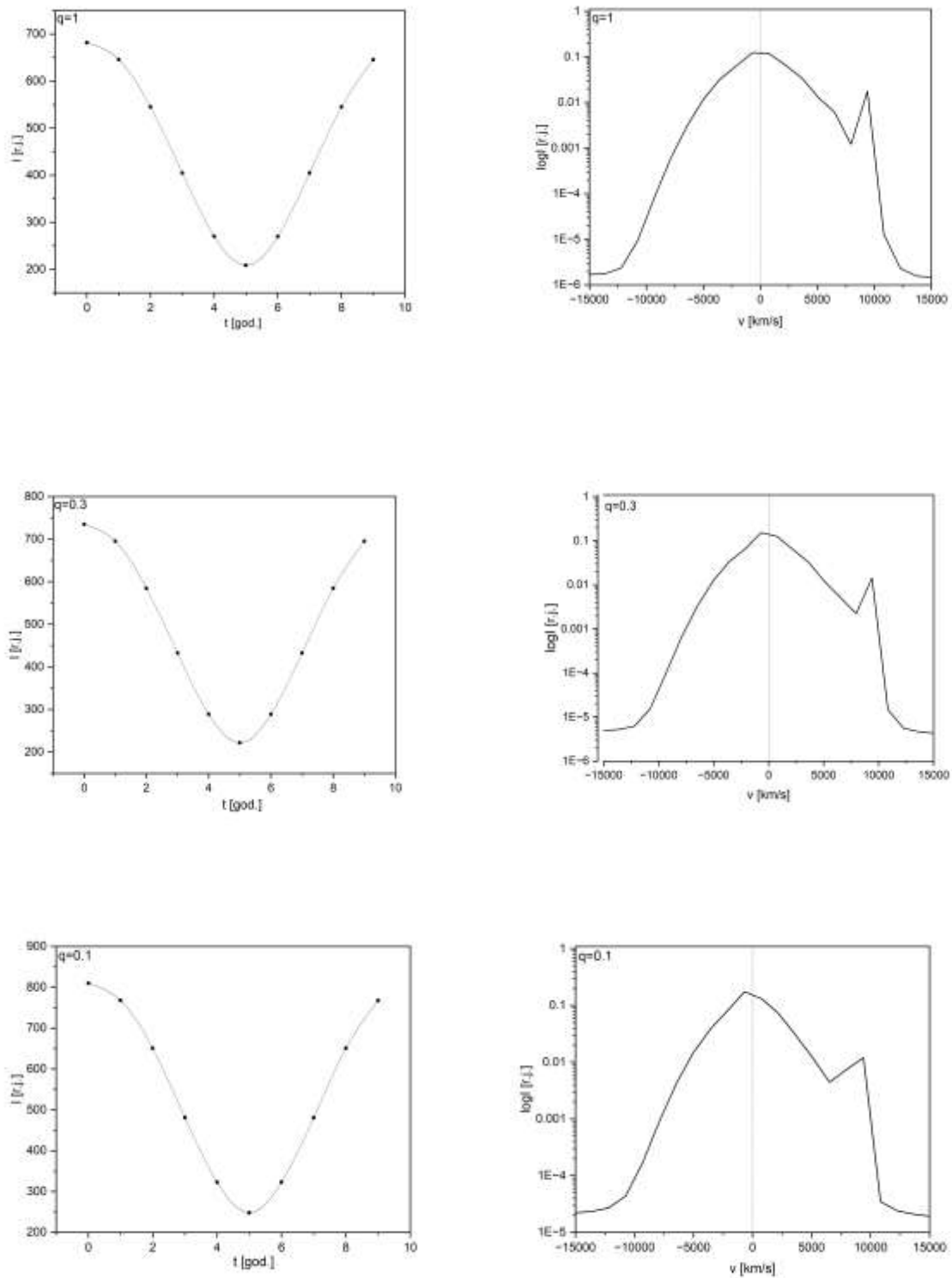
Са слика се види да се профили широких линија (значајно) мењају са односом маса. Интензитет се мења у различитим фазама супермасивног двојног система.

Утицај додатог шума утиче на моделирани спектар. Ако је шум на нивоу од неколико процената утицај није толико јак у профилу линије, која се и даље чисто детектује. Међутим, на спектар утичу различити односи сигнал/шум, а то се посебно манифестује у мереним линијским параметрима и њиховој варијабилности (следећи одељак).

### 5.3 Криве сјаја интензитета линије

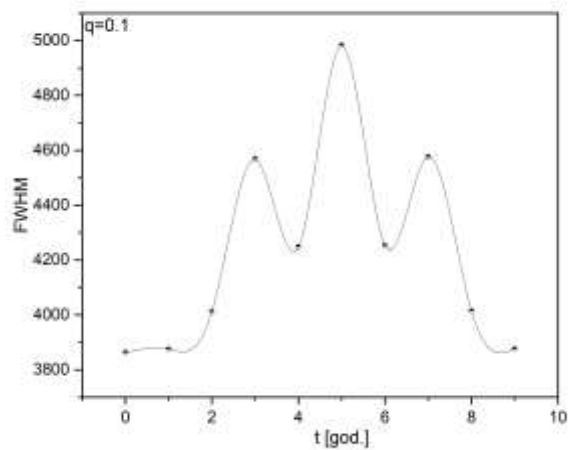
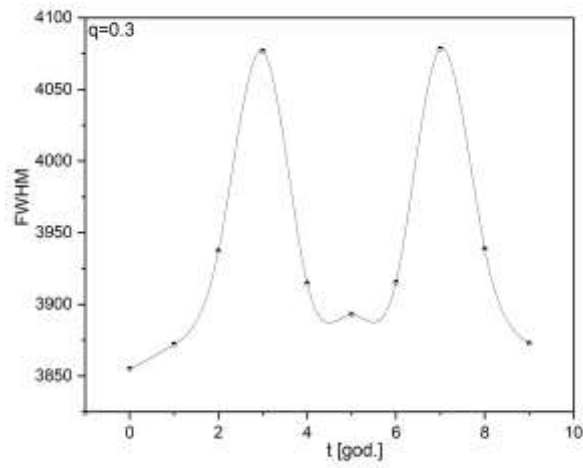
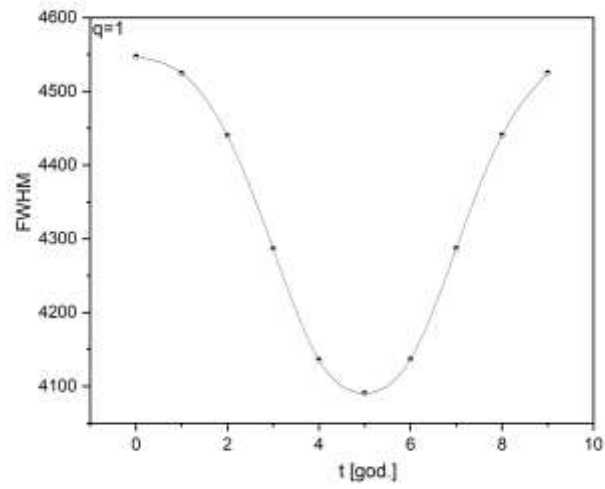
Добијене су криве сјаја широке  $H_{\beta}$  линије система супермасивних двојних црних рупа, узимајући једну пуну фазу ротације. Ове (симулиране) криве сјаја су приказане на слици 14, која приказује криве сјаја широке  $H_{\beta}$  линије за масе компонената реда  $10^6 M_{\odot}$ , за односе маса компонената  $q=1, 0.3, 0.1$  и доприносом циркум-бинарног региона широких линија од 70%. Нормализација је вршена на максималну вредност током периода симулације.

У сватри случаја варијација  $H_{\beta}$  линије је велика. Периодичност може бити детектована у кривим сјаја линије. Једна од очекиваних посматрачких карактеристика система супермасивних двојних црних рупа је периодичност или квази-периодичност у кривим сјаја линије и континуума током неколико орбиталних периода (Bon et al., 2012; Graham et al., 2015a,b; Li et al., 2016; Kovačević et al., 2019, 2020;...). Међутим, ако је откривена периодичност у посматрачкој кривој сјаја, то може бити индикатор постојања двојног система (Kovačević et al., 2019, 2020).



Слика 14 Графици периодичности за двојне црне рупе масе реда величине  $10^6 M_{\odot}$  за различите односе маса компонената (графици лево) и одговарајући профили  $H_{\beta}$  линије у максимуму интензитета (нулта фаза, графици десно).

Испитивана је и варијабилност ширине  $H_{\beta}$  линије на половини максималног интензитета. Установљено је да варијабилност постоји и да је периодична, а резултати су представљени на слици 15.

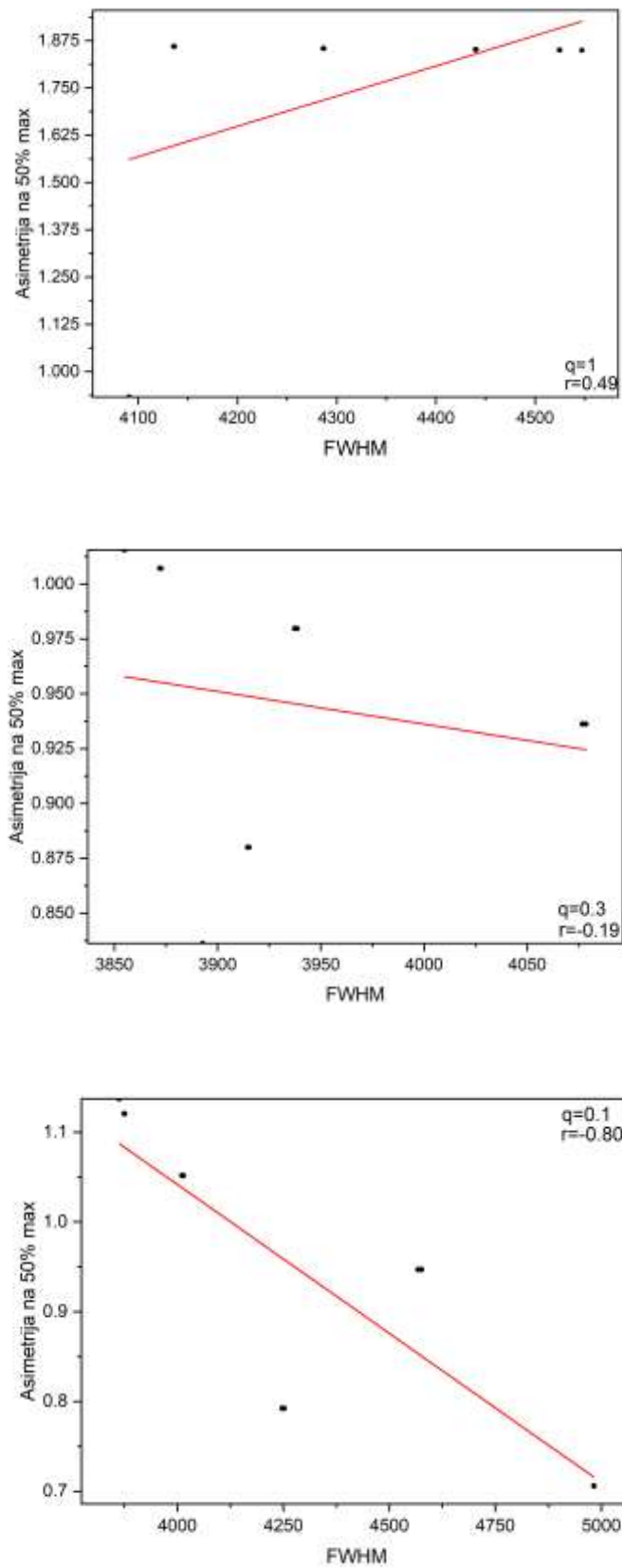


Слика 15 Представљена је периодична варијабилност ширине  $H_{\beta}$  линије на половини максималног интензитета (FWHM) за двојне црне рупе масе реда величине  $10^6 M_{\odot}$  за различите односе маса компонента (горњи леви угао сваког графика). Карактеристичан облик линије у случајевима  $q=0.3$  и  $q=0.1$  може се објаснити кретањем секундарне компоненте и њеним доприносом композитном спектру.

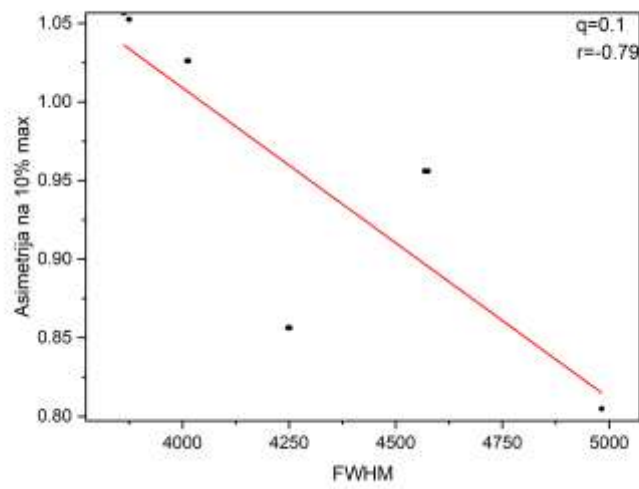
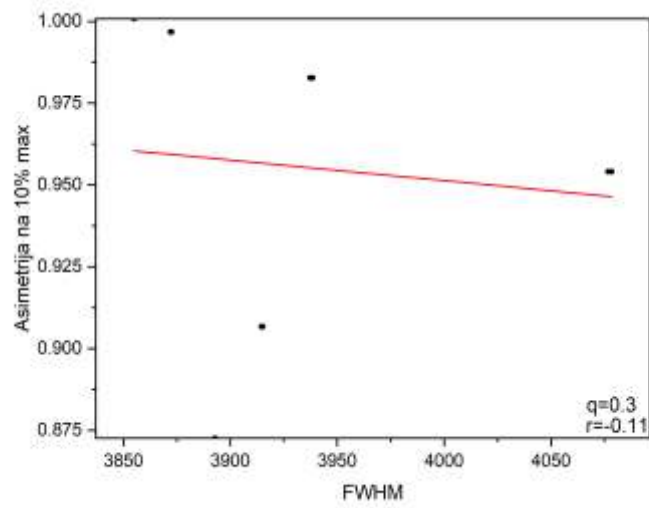
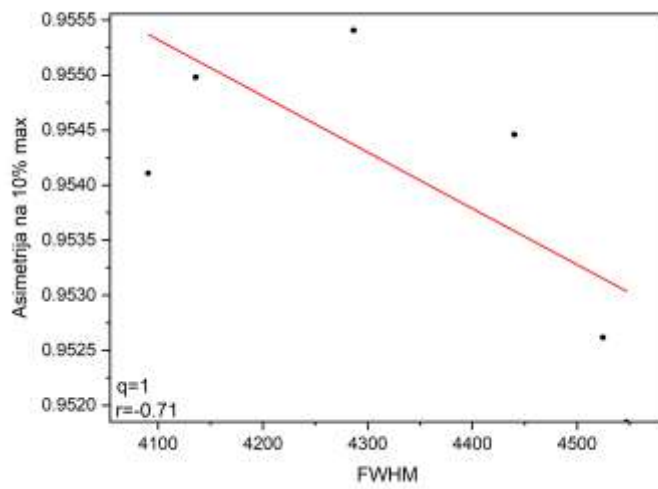
## 5.4 Корелације

Такође су израчунате корелација (базиране на Pearson-овим корелационим коефициентима,  $r$ ). Рачуната је корелација између ширине  $H_{\beta}$  линије на половини максимума интензитета и асиметрије линије на половини максималног интензитета. Асиметрија линије је рачуната као однос полу-полуширине помака ка плавом и црвеном делу спектра. Слика 16 показује да постоји специфична корелација између ширине  $H_{\beta}$  линије на половини максимума интензитета и асиметрије  $H_{\beta}$  линије на половини максимума интензитета са различитим корелационим коефициентима (приказаним на слици 16), од којих је највећи онај за  $q=0.1$  и износи  $r=-0.8$ . Нађена је и корелација између ширине  $H_{\beta}$  линије на половини максимума интензитета и асиметрије на 10% максимума интензитета  $H_{\beta}$  линије, која такође може бити један од показатеља присуства супермасивних двојних црних рупа (слика 17). Прилично високи коефициенти корелације су за  $q=1$  ( $r=-0.71$ ) и за  $q=0.1$  ( $r=-0.79$ ). За случај  $q=1$  асиметрија на 50% максимума је (скоро) константна.



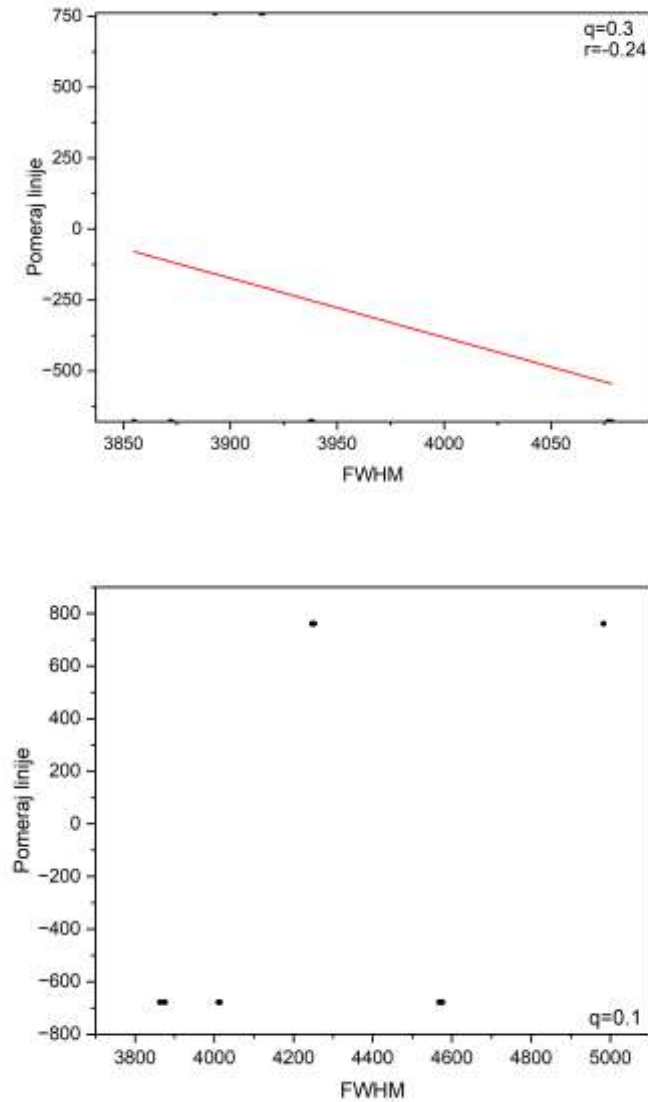


**Слика 16** Корелација између ширине  $H_{\beta}$  линије на половини максимума интензитета (FWHM) и асиметрије на 50% максимума интензитета за двојне црне рупе масе реда величине  $10^6 M_{\odot}$  за различите односе маса компонената. FWHM је у јединицама km/s.



Слика 17 Исто као на слици 16 само на 10% максимума интензитета.

Затим је испитана корелација помераја  $H_{\beta}$  широке линије и ширине  $H_{\beta}$  линије на половини максимума интензитета. Резултати су представљени на слици 18 испод.



**Слика 18** Корелација између ширине  $H_{\beta}$  линије на половини максимума интензитета (FWHM) и помераја  $H_{\beta}$  линије за двојне црне рупе масе реда величине  $10^6 M_{\odot}$  за однос маса компонената  $q=0.3$  (горња слика). У случају  $q=0.1$  померај се мења са фазама на начин како је то приказано тачкама на доњој слици.

За однос маса  $q=1$  није пронађена корелација помераја  $H_{\beta}$  широке линије и ширине  $H_{\beta}$  линије на половини максимума интензитета.

## 5.5 Закључак

У овом раду смо истражили симулацију, направљену на основу *PoSKI* модела (Porović et al., 2021), очекиване спектрофотометријске променљивост двојних црних рупа мањих маса реда  $10^6 M_{\odot}$  узимајући различите динамичке параметре и такође специфичне карактеристике двојних црних рупа, као нпр. њихов однос маса. Уз то, укључена је и пертурбација температуре диска због узајамне гравитационе интеракције двају компонената и промена у степену акреције система двојних црних рупа. Ова два ефекта изазивају периодичне варијације у кривим сјаја линије и континуума. Испитана је могућност откривања периодичности из симулиране криве сјаја мерене из серије моделираних спектра са додатим белим и црвеним шумом, како би личило на реална посматрања.

Из ових посматрања су изведени следећи закључци:

- 1) Профили широке  $H_{\beta}$  линије двојних црних рупа маса реда  $10^6 M_{\odot}$  на међусобном растојању реда субпарсека јако зависе од односа маса компонената супермасивног двојног система и варирају. Профили  $H_{\beta}$  линије су асиметрични и померени. У *PoSKI* моделу (види Porović et al., 2021) смо имали да у случају веома масивних супермасивних двојних црних рупа (реда  $10^8 M_{\odot}$ ) профили широке  $H_{\beta}$  линије (емитовани из циркумбинарног региона широких линија) не варирају.
- 2) Варијабилност у интензитету широке  $H_{\beta}$  линије, као и варијабилност ширине  $H_{\beta}$  линије на половини максималног интензитета (FWHM) је периодична, што је добар показатељ присутности двојних система. Дакле, можемо рећи да дугорочно посматрање кандидата за двојне црне рупе мањих маса може дати валидне информације о природи тих објеката.
- 3) Нађено је да постоје корелације између параметара линије са различитим вредностима коефицијената корелације. Ове корелације могу бити један од индикатора присутности двојних система.
- 4) Флуке у линији би требало да има периодичне варијабилности што је индикатор присутности двојних црних рупа. Овде је демонстриран утицај белог и црвеног шума додатих у моделирани спектар и показано да обоје периодичност у кривим сјаја као и неки ефекти у профилу широке линије изазвани динамиком двојног система могу трпети утицај шума у спектрима. Стога, спектрална посматрања високог квалитета кандидата за двојне црне рупе требају бити изведена са циљем да потврде или искључе бинарну хипотезу.

На крају бисмо могли рећи да на основу резултата добијених у раду Porović et al. (2021) и резултата добијених у овом раду дугорочно посматрање кандидата за супермасивне двојне црне рупе и двојне црне рупе маса реда милион Сунчевих маса може дати валидне информације о природи тих објеката. Будућа истраживања би могла ићи у смеру испитивања двојних црних рупа маса реда величина мањих од милион Сунчевих маса.

## Литература

- Abajas, C., Mediavilla, E., Mufioz, J. A., Popović, L. Č., Oscoz, A., 2002, *ApJ*, 576, 640
- Arzoumanian, Z., Loewenstein, M., Mushotzky, R. F., Gendreau, K. C., 2009, *ATel*, 1931, 1
- Afanasiev, V. L., Popović, L. Č., Shapovalova, A. I., 2019, *MNRAS*, 482, 4985
- Barrows, R. S., Sandberg, L. C. H., Kenefick, D., Kenefick, J., Seigar, M. S., 2011, *NewA*, 16, 122
- Barth, A. J., Bennert, V. N., Canalizo, G. et al. 2015, *ApJS*, 217, 26
- Begelman, M. C., Blandford, R. D., Rees, M. J., 1980, *Nature*, 287, 307
- Bennert, N., Jungwiert, B., Komossa, S., Haas, M., Chini, R., 2006a, *NewAR*, 50, 708
- Bennert, N., Jungwiert, B., Komossa, S., Haas, M., Chini, R., 2006b, *A&A*, 459, 55B
- Bennert, N., Jungwiert, B., Komossa, S., Haas, M., Chini, R., 2006c, *A&A*, 456, 953
- Bennert, N., Canalizo, G., Jungwiert, B., Stockton, A., Schweizer, F., Peng, C.Y., Lacy, M., 2008, *ApJ*, 677, 846
- Bianchi, S., Chiaberge, M., Piconcelli, E., Guainazzi, M. & Matt, G., 2008, *MNRAS*, 386, 105
- Blecha, L., Cox, T. J., Loeb, A., Hernquist, L., 2011, *MNRAS*, 412, 2154
- Bode, T., Haas, R., Bogdanović, T., Laguna, P., Shoemaker, D., 2010, *ApJ*, 715, 1117
- Bogdanović, T., Eracleous, M., Sigurdsson, S., 2009a, *NewAR*, 53, 113
- Bogdanović, M. Eracleous, S. Sigurdsson, 2009b, *ApJ*, 697, 288
- Bogdanović, T., Reynolds, C. S., Miller, M. C., 2007, *ApJ*, 661L, 147
- Bogdanović, T., Smith, B. D., Sigurdsson, S. & Eracleous, M., 2008, *ApJS*, 174, 455
- Bon, E., Gavrilović, N., La Mura, G., Popović, L. Č., 2009a, *NewAR*, 53, 121
- Bon, E., Jovanović, P., Marziani, P., Shapovalova, A. I., Bon, N., Borka Jovanović, V., Borka, D., Sulentic, J., Bon, E., Popović, L. Č., Gavrilović, N., Mura, G. La, Mediavilla, E., 2009b, *MNRAS*, 400, 924
- Bon, E., Zucker, S., Netzer, H. et al. 2016, *ApJS*, 225, 29
- Bonning, E. W., Shields, G. A., Salviander, S., 2007, *ApJL*, 666, 13
- Brandt, W. N., Ni, Q., Yang, G., Anderson, S. F. et al. 2018, arXiv 181106542B
- Campanelli, M., Lousto, C., Zlochower, Y., Merritt, D., 2007, *ApJL*, 659, 5
- Centrella, J., Baker, J. G., Kelly, B. J., van Meter, J. R., 2010, *Rev. M. Phys.*, 82, 3069
- Chen, K., Helper, J. P. & Filippenko, A. V., 1989, *ApJ*, 339, 742
- Chornock, R., Bloom, J. S., Cenko, S. B. et al. 2009, *ATel*, 1955, 1
- Chornock, R., Bloom, J. S., Cenko, S. B., Filippenko, A. V. et al. 2010, *ApJL*, 709, 39
- Civano, F., Stern, D., Maksym, W. P., Cohen, S. H., Jansen, R. A., MacLeod, C. L., Windhorst, R., 2018, *The Astronomer's Telegram*, 12049
- Collin, S., Kawaguchi, T., Peterson, B. M., Vestergaard, M., 2006, *A&A*, 456, 75
- Colpi, M., Callegari, S., Dotti, M., Mayer, L., 2009, *CQGra*, 26i4029
- Comerford, J. M., Griffith, R. L., Gerke, B. F., Cooper, M. C., Newman, J. A., Davis, M., Stern, D., 2009, *ApJ*, 698, 956
- Crenshaw, D. M., Schmitt, H. R., Kraemer, S. B., Mushotzky, R. F., Dunn, J. P., 2010, *ApJ*, 708, 419
- Cuadra, J., Armitage, P. J., Alexander, R. D., Begelman, M. C., 2009, *MNRAS*, 393, 1423
- Decarli, R., Dotti, M., Falomo, R., Treves, A., Colpi, M., Kotilainen, J. K., Montuori, C., Uslenghi, M., 2009, *ApJL*, 703, 76
- Decarli, R., Dotti, M., Montuori, C., T. Liimets, A. Ederoclite A., 2010a, *ApJL*, 720, L93
- Decarli, R., Falomo, R., Treves, A., Barattini, M., 2010b, *A&A*, 511A, 27
- de La Calle Pérez, I., Longinotti, A. L., Guainazzi, M., Bianchi, S., Dovciak, M. et al. 2010, *A&A*, 524, A50
- De Paolis, F., Ingrosso, G., Nucita, A. A., Zakharov, A. F., 2003, *A&A*, 410, 741
- De Rosa, A., Vignali, C., Bogdanović, T., Capelo, P. R., Charisi, M., Dotti, M., Husemann, B., Lusso, E., Mayer, L., Paragi, Z., Runnoe, J., Sesana, A., Steinborn, L., Bianchi, S., Colpi, M., del Valle, L., Frey, S., Gabányi, K. É., Giustini, M., Guainazzi, M., Haiman, Z., Herrera, R. N., Herrero-Illana, R., Iwasawa, K., Komossa, S., Lena, D., Loiseau, N., Perez-Torres, M., Piconcelli, E., Volonteri, M., 2019, *New Astronomy Reviews*, 86, 101525
- Dietrich, M., Peterson, B. M., Albrecht, P., Altmann, M., Barth, A. J. et al. 1998, *ApJS*, 115, 185
- Dimitrijević, M. S., Kovačević, J., Popović, L. Č., Dačić, M., Ilić, D., 2007, *MNRAS*, 374, 1181
- Djorgovski, S. G., Courbin, F., Meylan, G., Sluse, D., Thompson, D., Mahabal, A., Glikman, E., 2007, *ApJL*, 662, 1
- Dotti, M., Colpi, M., Haardt, F., Mayer, L., 2007, *MNRAS*, 379, 956
- Dotti, M., Montuori, C., Decarli, R., Volonteri, M., Colpi, M., Haardt, F., 2009b, *MNRAS*, 398, L73
- Dotti, M., Ruszkowski, M., Paredi, L., Colpi, M., Volonteri, M., Haardt, F., 2009a, *MNRAS*, 396, 1640
- Dotti, M., Volonteri, M., Perego, A., Colpi, M., Ruszkowski, M., Haardt, F., 2010, *MNRAS*, 402, 682
- D’Orazio, D. J., Haiman, Z., Schiminovich, D., 2015, *Nature*, 525, 351
- Escala, A., Larson, R. B., Coppi, P. S., Mardones, D., 2004, *ApJ*, 607, 765
- Eracleous, M., Boroson, T. A., Halpern, J. P., Liu, J., 2011, *ApJ* arXiv 1106.2952

Eracleous, M., Halpern, J. P., 2003, *ApJ*, 599, 886  
 Eracleous, M., Halpern, J. P., Gilbert, A. M., Newman, J. A., Filippenko, A. V., 1997, *ApJ*, 490, 216  
 Farris, B. D., Liu, Y. T., Shapiro, S. L., 2011, arXiv 1105.2821  
 Farris, B. D., Duffell, P., MacFadyen, A. I., Haiman, Z., 2014, *ApJ*, 783, 134  
 Foreman, G., Volonteri, M., Dottì, M., 2009, *ApJ*, 693, 554  
 Fu, H., Yan, L., Myers, A. D., Stockton, A., Djorgovski, S. G., Aldering, G., Rich, J. A., 2011a, arXiv 1107.3564  
 Fu, H., Myers, A. D., Djorgovski, S. G., Yan, L., 2011b, *ApJ*, 733, 103  
 Fu, H., Zhang, Z.-Y., Assef, R. J., Stockton, A. et al. 2011, *ApJ*, 740L, 44  
 Gaskell, C. M., Klimek, E. S., Nazarova, L. S., 2007, arXiv0711.1025  
 González, J. A., Hannam, M., Sperhake, U., Bruegmann, B., Husa, S., 2007, *PhRvL*, 98w1101  
 Graham, M. J., Djorgovski, S. G., Stern, D., Drake, A. J., Mahabal, A. A., Donalek, C., Glikman, E., Larson, S., Christensen, E., 2015a, *MNRAS*, 453, 1562  
 Graham, M. J., Djorgovski, S. G., Stern, D. et al. 2015b, *Nature*, 518, 74  
 Graham, M. J., Djorgovski, S. G., Drake, A. J. et al. 2018, *MNRAS*, 470, 4  
 Green, P. J., Myers, A. D., Barkhouse, W. A., Mulchaey, J. S., Bennert, V. N., Cox, T. J., Aldcroft, T. L., 2010, *ApJ*, 710, 1578  
 Guedes, J., Madau, P., Mayer, L., Callegari, S., 2011, *ApJ*, 729, 125  
 Guo, H., Liu, X., Shen, Y., Loeb, A., Monroe, T., Prochaska, J. X., 2019, *MNRAS*, 482, 3288  
 Hayasaki, K., Mineshige, S., Ho, L. C., 2008, *ApJ*, 682, 1134  
 Hayasaki, K., Mineshige, S., Sudou, H., 2007, *PASJ*, 59, 427  
 Hayasaki, K., Ueda, Y., Isobe, N., 2010, *PASJ*, 62, 1351  
 Hennawi, J. F., Strauss, M. A., Oguri, M. et al. 2006, *AJ*, 131, 1  
 Ilić, D., Popović, L. Č., Shapovalova, A. I., León-Tavares, J., Chavushyan, V. H., 2010, *ASPC*, 427, 110  
 Ilić, D., Shapovalova, A. I., Popović, L. Č. et al. 2017, *FrASS*, 4, 12  
 Iwasawa, K., Sanders, D. B., Evans, A. S., Trentham, N., Miniutti, G., Spoon, H. W. W., 2005, *MNRAS*, 357.565  
 Jonić, S., Kovačević-Dojčinović, J., Ilić, D., Popović, L. Č., 2016, *Ap&SS*, 361, 101  
 Jovanović, P., Popović, L. Č., Stalevski, M., Shapovalova, A. I., 2010, *ApJ*, 718, 168  
 Ju, W., Greene, J. E., Rafikov, R. R., Bickerton, S. J., Badenes, C., 2013, *ApJ*, 777, 44  
 Karouzos, M., Britzen, S., Eckart, A., Witzel, A., Zensus, A., 2010, *A&A*, 519A, 62  
 Kaspi, S., Smith, P. S., Netzer, H., Maoz, D., Jannuzi, B. T., Giveon, U., 2000, *ApJ*, 533, 631  
 Kaspi, S., Brandt, W. N., Maoz, D., Netzer, H., Schneider, D. P., Shemmer, O., 2007, *ApJ*, 659, 997  
 Kaspi, S., Maoz, D., Netzer, H., Peterson, B. M., Vestergaard, M. & Jannuzi, B. T., 2005, *ApJ*, 629, 61  
 Kelly, B. C., Bechtold, J., Siemiginowska, A., 2009, *ApJ*, 698, 895  
 Kelly, B. C., Treu, T., Malkan, M., Pancoast, A., Woo, J.-H., 2013, *ApJ*, 779, 187  
 Kochanek, C. S., Falco, E. E., Muñoz, J. A., 1999, *ApJ*, 510, 590  
 Komossa, S., Burwitz, V., Hasinger, G., Predehl, P., Kaastra, J. S., Ikebe, Y., 2003, *ApJL*, 582, 15  
 Komossa, S., Zhou, H., Lu, H., 2008, *ApJL*, 678, 81  
 Koss, M., Mushotzky, R., Treister, E. et al. 2011, *ApJL*, arXiv1106.2163  
 Kovačević, A. B., Ilić, D., Popović, L. Č., Radović, V., Jankov, I., Yoon, I., Čvorović-Hajdinjak, I., Simić, S., 2021, *MNRAS*  
 Kovačević, A. B., Pérez-Hernández, E., Popović, L. Č., Shapovalova, A. I., Kollatschny, W., Ilić, D., 2018, *MNRAS*, 475, 2051  
 Kovačević, A., Popović, L. Č., Shapovalova, A. I. & Ilić, D., 2017, *Ap&SS*, 362, 31  
 Kovačević, A., Popović, L. Č., Simić, S. & Ilić, D., 2019, *ApJ*, 871:32  
 Kovačević, A. B., Yi, T., Dai, X., Yang, X., Čvorović-Hajdinjak, I., Popović, L. Č., 2020, *MNRAS*, 494, 3, 4069  
 Li, Y.-R., Wang, J.-M., Ho, L. C., Lu, K.-X., Qiu, J., Du, P., Hu, C., Huang, Y.-K., Zhang, Z.-X., Wang, K., Bai, J.-M., 2016, *ApJ*, 822, 4  
 Li, Y.-R., Wang, J.-M., Zhang, Z.-X., Wang, K., Huang, Y.-K., Lu, K.-X., Hu, C., Du, P., Bon, E., Ho, L. C., Bai, J.-M., Bian, W.-H., Yuan, Y.-F., Winkler, H., Denisshyuk, E. K., Valiullin, R. R., Bon, N., Popović, L. Č., 2019, *ApJSS*, 241, 2  
 Liu, X., Shen, Y., Strauss, M. A., 2011, *ApJL*, 736, 7  
 Liu, X., Shen, Y., Strauss, M. A., Greene, J. E., 2010a, *ApJ*, 708, 427  
 Liu, X., Greene, J. E., Shen, Y., Strauss, M. A., 2010b, *ApJ*, 715L, 30  
 Liu, X., Guo, H., Shen, Y., Greene, J. E., Strauss, M. A., 2018, *ApJ*, 862, 29  
 Liu, X., Shen, Y., Bian, F., Loeb, A., Tremaine, S., 2014, *ApJ*, 789, 140  
 Lodato, G., Nayakshin, S., King, A. R., Pringle, J. E., 2009, *MNRAS*, 398, 1392  
 Lousto, C. O., Nakano, H., Zlochower, Y., Campanelli, M., 2010, *PhRvD*, 81h4023  
 McGurk, R. C., Max, C. E., Rosario, D. J., Shields, G. A., Smith, K. L., Wright, S. A., 2011, arXiv1107.2651  
 Miller, L., Turner, T. J., Reeves, J. N. et al. 2007, *A&A*, 463, 131

Miller, M. C., Krolik, J. H., 2013, *ApJ*, 774, 43

Milosavljević, M., Merritt, D., Rest, A., van den Bosch, F. C., 2002, *MNRAS*, 331, 51

Momjian, E., Romney, J. D., Carilli, C. L., Troland, T. H., 2003, *ApJ*, 597, 809

Montuori, C., Dotti, M., Colpi, M., Decarli, R., Haardt, F., 2011, *MNRAS*, 412, 26

Mooley, K. P., Wrobel, J. M., Anderson, M. M., Hallinan, G., 2018, *MNRAS*, 473, 1388

Mortlock, D. J., Webster, R. L., Francis, P. J., 1999, *MNRAS*, 309, 836

Morgan, C. W., Kochanek, C. S., Morgan, N. D. & Falco, E. E., 2010, *ApJ*, 712, 1129

MSE Science Team: Babusiaux, C., Bergemann, M., Burgasser, A. et al. 2019, eprint arXiv:1904.04907

Nandra, K., George, I. M., Mushotzky, R. F., Turner, T. J., Yaqoob, T., 1997, *ApJ*, 477, 602

Nandra, K., O'Neill, P. M., George, I. M., Reeves, J. N., 2007, *MNRAS*, 382, 194

Nguyen, K., Bogdanović, T., Runnoe, J. C., Eracleous, M., Sigurdsson, S., Boroson, T., 2019, *ApJ*, 870, 16

Nguyen, K., Bogdanović, T., Runnoe, J. C., Taylor, S. R., Sesana, A., Eracleous, M., Sigurdsson, S., 2020, *AAS Journals*, arXiv:2006.12518

O'Neill, S. M., Miller, M. C., Bogdanović, T., Reynolds, C. S., Schnittman, J. D., 2009, *ApJ*, 700, 8590

Patrick, A. R., Reeves, J. N., Porquet, D., Markowitz, A. G., Lobban, A. P., Terashima, Y., 2011, *MNRAS*, 411, 2353

Perryman, M. A. C., de Boer, K. S., Gilmore, G., Hog, E. et al. 2001, *A&A*, 369, 339

Peng, Z.-X., Chen, Y.-M., Gu, Q.-S., Hu, C., 2011, *RAA*, 11, 411

Peterson, B. M., Ferrarese, L., Gilbert, K. M., Kaspi, S. et al. 2004, *ApJ*, 613, 682

Poindexter, S., Morgan, N. & Kochanek, C. S., 2008, *ApJ*, 673, 34

Popović, L. Č., Mediavilla, E. G., Pavlović, R., 2000, *Serbian Astronomical Journal*, 162 (2000), 1-6

Popović, L. Č., Simić, S., Kovačević, A., Ilić, D., 2021, arXiv:2105.09061v1

Popović, L. Č., Jovanović, P., Stalevski, M., Anton, S., Andrei, A. H., Kovačević, J., Baes, M., 2011a, *A&A*

Popović, L. Č., Mediavilla, E. G., Jovanović, P., Muñoz, J. A., 2003, *A&A*, 398, 975

Popović, L. Č., Moiseev, A. V., Mediavilla, E., Jovanović, P., Ilić, D., Kovačević, J., Muñoz, J. A., 2010, *ApJL*, 721, 139

Popović, L. Č., Mediavilla, E. G., Pavlović, R., 2000, *Serb. AJ*, 162, 1

Popović, L. Č., Mediavilla, E., Bon, E., Ilić, D., 2004, *A&A*, 423, 909

Popović, L. Č., Shapovalova, A. I., Ilić, D., Kovačević, A., Kollatschny, W., Burenkov, A. N., Chavushyan, V.

Popović, L. Č., Stanić, N., Kubičela, A., Bon, E., 2001, *A&A*, 367, 780

Reeves, J. N., Porquet, D., Turner, T. J., 2004, *ApJ*, 615, 150

Robinson, A., Young, S., Axon, D. J., Kharb, P., Smith, J. E., 2010, *ApJL*, 717, 122

Rodriguez, C., Taylor, G. B., Zavala, R. T., Peck, A. B., Pollack, L. K. & Romani, R. W., 2006, *ApJ*, 646, 49

Rodriguez, C., Taylor, G. B., Zavala, R. T., Pihlström, Y. M., Peck, A. B., 2009, *ApJ*, 697, 37

Rödig, C., Dotti, M., Sesana, A., Cuadra, J., Colpi, M., 2011, *MNRAS.tmp*, 979

Roland, J., Britzen, S., Caproni, A., Fromm, C., Glueck, C., Zensus, A., 2013, *A&A*, 557A, 85

Romero, G. E., Chajet, L., Abraham, Z., Fan, J. H., 2000, *A&A*, 360, 57

Roos, N., Kaastra, J. S., Hummel, C. A., 1993, *ApJ*, 409, 130

Rosario, D. J., Shields, G. A., Taylor, G. B., Salviander, S., Smith, K. L., 2010, *ApJ*, 716, 131

Runnoe, J. C., Eracleous, M., Mathes, G., 2015, *ApJS*, 221, 7

Savić, D., Marin, F., Popović, L. Č., 2019, *A&A*, 623A, 56

Schneider, D. P., Hall, P. B., Richards, G. T. et al. 2007, *AJ*, 134, 102

Serafinelli, R., Severgnini, P., Braitto, V., Della Ceca, R., Vignali, C. et al. 2020, *ApJ*, 902, 10

Shang, Z., Brotherton, M. S., Green, R. F. et al. 2005, *ApJ*, 619, 41

Shangguan, J., Liu, X., Ho, L. C., Shen, Y., Peng, C. Y., Greene, J. E., Strauss, M. A., 2016, *ApJ*, 823, 50

Shapovalova, A. I., Popović, L. Č., Burenkov, A. N. et al. 2010a, *A&A*, 517A, 42

Shapovalova, A. I., Popović, L. Č., Burenkov, A. N., Chavushyan, V. H., Ilić, D., Kovačević, A., Bochkarev, N. G., León-Tavares, J., 2010b, *A&A*, 509, A106

Shapovalova, A. I., Burenkov, A. N., Carrasco, L. et al. 2001, *A&A*, 376, 775

Shapovalova, A. I., Popović, L. Č., Chavushyan, V. et al. 2016, *ApJS*, 222, 25

Shapovalova, A. I., Popović, L. Č., Chavushyan, V. et al. 2019, *MNRAS*, 485, 4790

Shen, Y., Liu, X., Greene, J. E., Strauss, M. A., 2011, *ApJ*, 735, 48S

Shen, Y., Liu, X., Loeb, A., Tremaine, S., 2013, *ApJ*, 775, 49

Shields, G. A., Bonning, E. W., Salviander, S., 2009a, *ApJ*, 696, 1367S

Shields, G. A., Rosario, D. J., Smith, K. L., Bonning, E. W., Salviander, S., Kalirai, J. S., Strickler, R., Ramirez-Ruiz, E., Dutton, A. A., Treu, T., Marshall, P. J., 2009b, *ApJ*, 707, 936

Sesana, A., Haardt, F., Madau, P., Volonteri, M., 2005, *ApJ*, 623, 23S

Sesana, A., Haardt, F., Madau, P., 2008, *ApJ*, 686, 432

Sijački, D., Springel, V., Haehnelt, M. G., 2011, *MNRAS*, 414, 3656

Sillanpää, A., Haarala, S., Valtonen, M. J., Sundelius, B., Byrd, G. G., 1988, *ApJ*, 325, 628

Simić, S., Popović, L. Č., Kovačević, A., Ilić, D., 2021, *erXiv:2111.11119v1*  
 Sluse, D., Schmidt, R., Courbin, F., Hutsemekers, D., Meylan, G., Eigenbrod, A., Anguita, T., Agol, E., Wambsganss, J., 2011, *A&A*, 528A, 100  
 Smith, K. L., Shields, G. A., Bonning, E. W., McMullen, C. C., Rosario, D. J., Salviander, S., 2010, *ApJ*, 716, 866  
 Smirnova, A. A., Gavrilović, N., Moiseev, A. V., Popović, L. Č., Afanasiev, V. L., Jovanović, P., Dačić, M., 2007, *MNRAS*, 377, 480  
 Spherhake, U., Berti, E., Cardoso, V., Pretorius, F., Yunes, N., 2011, *PhRvD*, 83b4037  
 Suberlak, K. L., Ivezić, Ž. and MacLeod, C., 2021, *ApJ*, 907, 96  
 Sulentic, J. W., Marziani, P., Dultzin-Hacyan, D., 2000, *ARAA*, 38, 521  
 Stalevski, M., Fritz, J., Baes, M., Nakos, Th., Popović, L. Č., 2011, *MNRAS*  
 Storchi-Bergmann, T., Dors, O. L., Jr., Riffel, R. A., Fathi, K., Axon, D. J., Robinson, A., Marconi, A., Oestlin, G., 2007, *ApJ*, 670, 959  
 Storchi-Bergmann, T., Nemmen, S. R., Eracleous, M. et al. 2003, *ApJ*, 598, 956  
 Strateva, I. V., Strauss, M. A., Hao, L. et al. 2003, *AJ*, 126, 1720  
 Tsai, C.-W., Jarrett, T. H., Stern, D. et al. 2013, *ApJ*, 779, 41  
 Tsalmantza, P., Decarli, R., Dotti, M., Hogg, D. W., 2011, *ApJ*, (738, 20), *arXiv:1106.1180v1*  
 Turner, T. J., Miller, L., Reeves, J. N., Kraemer, S. B., 2007, *A&A*, 475, 121  
 Valtaoja, L., Valtonen, M. J., Byrd, G. G., 1989, *ApJ*, 343, 47  
 Valtaoja, E., Tersranta, H., Tornikoski, M., Sillanp, A., Aller, M. F., Aller, H. D., Hughes, P. A., 2000, *ApJ*, 531, 744  
 Vicente, J. J., Mediavilla, E., Kochanek, C. S., Munoz, J. A., Motta, V., Falco, E. & Mosquera, A. M., 2014, *ApJ*, 783, 47  
 Vivek, M., Srianand, R., Noterdaeme, P., Mohan, V., Kuriakosde, V. C., 2009, *MNRAS*, 400, 6  
 Volonteri, M., Miller, J. M., Dotti, M., 2009, *ApJL*, 703, 86  
 Volonteri, M., Gueltekin, K., Dotti, M., 2010, *MNRAS*, 404, 2143  
 Wang, T.-G., Dong, X.-B., Zhang, X.-G., Zhou, H.-Y., Wang, J.-X., Lu, Y.-J., 2005, *ApJL*, 625, 35  
 Wang, J.-M., Chen, Y.-M., Hu, C., Mao, W.-M., Zhang, S., Bian, W.-H., 2009, *ApJL*, 705, 76  
 Wang, L., Greene, J. E., Ju, W., Rafikov, R. R., Ruan, J. J., Schneider, D. P., 2017, *ApJ*, 834, 129  
 Woo, J. H., Cho, H., Husemann, B., Komossa, S., Bennert, V. & Park, D., 2013, *AAS*, 222, 309.04  
 Woo, J. H., Cho, H., Husemann, B., Komossa, S., Park, D. & Bennert, V. N., 2014, *MNRAS*, 437, 32  
 Wu, X. B., Wang, R., Kong, M. Z., Liu, F. K. & Han, J. L., 2004, *A&A*, 424, 793  
 Yan, C. S., Lu, Y., Yu, Q., Mao, S., Wambsganss, J., 2014, *ApJ*, 784, 2  
 Zanotti, O., Rezzolla, L., Del Zanna, L., Palenzuela, C., 2010, *A&A*, 523A, 8  
 Zheng, W., Sulentic, J. W., Binette, L., 1990, *ApJ*, 365, 115