

Астрофизически изследвания - том 7
Astrophysical Investigations – vol.7

СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ

“ Св. КЛИМЕНТ ОХРИДСКИ “

Физически факултет

Катедра “ Астрономия ”

ДИПЛОМНА РАБОТА

на Люба Стоянова Славчева ФN° 7354

Тема : Спектрални изследвания на Сифърт 1
галактики

Ръководител катедра :

доц. д.ф.н. Г. Иванов

Научен ръководител :

ст. н. с. II ст. д-р Г. Петров

Рецензент :

н. с. I ст. д-р А. Стригачев

СОФИЯ, 1996

СЪДЪРЖАНИЕ

УВОД.....	2
ГЛАВА 1. ТЕОРИЯ НА АКТИВНИТЕ ГАЛАКТИЧНИ ЯДРА.....	3
§1. КРАТКИ ИСТОРИЧЕСКИ БЕЛЕЖКИ.	3
§2. КЛАСИФИКАЦИЯ И НАБЛЮДАТЕЛНИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА СИФЪРТ ГАЛАКТИКИТЕ.....	5
§3. ОБЛАСТ НА ФОРМИРАНЕ НА ШИРОКИТЕ ЕМИСИОННИ ЛИНИИ.. 6	
3.1 ОБЩИ ФИЗИЧЕСКИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ОШЛ.....	6
3.2 ОСНОВНИ ПРОЦЕСИ, ФОРМИРАЩИ ЕМИСИОННИТЕ ЛИНИИ.....	12
3.2.1	
РЕКОМБИНАЦИЯ.....	12
3.2.2 УДАРНО ВЪЗБУЖДАНЕ.....	14
3.3 МОДЕЛ НА ОБЛАЦИТЕ.....	17
3.3.1 МЕЖДУОБЛАЧНА СРЕДА И СИЛИ НА СЪПРОТИВЛЕНИЕ.....	18
3.3.2 РАДИАЛНИ ДВИЖЕНИЯ НА ОБЛАЦИТЕ.....	21
3.3.2.1 РАДИАЛНИ СИЛИ.....	21
3.3.2.2 ОПТИЧНО ТЪНКИ ОБЛАЦИ.....	22
3.3.2.3 ОПТИЧНО ПЛЪТНИ ОБЛАЦИ.....	24
3.3.3 КЕПЛЕРОВИ ДВИЖЕНИЯ.....	27
3.3.3.1 ОРБИТАЛНИ ДВИЖЕНИЯ НА ОБЛАЦИТЕ.....	27
3.3.3.2 ИЗЛЪЧВАНЕ НА ЛИНИИ ОТ НЕПРЕКЪСНАТ ГАЗОВ ДИСК.....	28
3.3.4 НАБЛЮДАЕМИ ФОРМИ НА ПРОФИЛИТЕ НА ШИРОКИТЕ ЕМИСИОННИ ЛИНИИ.....	29
§4. ОБЛАСТ НА ФОРМИРАНЕ НА ТЕСНИТЕ ЕМИСИОННИ ЛИНИИ.....	31
§5 ПРАХ.....	36
ГЛАВА 2. ОБРАБОТКА НА НАБЛЮДАТЕЛНИЯ МАТЕРИАЛ.....	39
ГЛАВА 3. РЕЗУЛТАТИ.....	70
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	78
БЛАГОДАРНОСТИ.....	79
ЛИТЕРАТУРА.....	80
ПРИЛОЖЕНИЕ.....	83

УВОД

Усъвършенстването на спектралните изследвания на галактиките в оптичния диапазон и бързото развитие на радиоастрономията довеждат до възникването през 50-те и 60-те години на ново направление в извънгалактичната астрономия - изучаване процесите в активните галактични ядра. Многолико е проявлението на активността на галактичните ядра; то обхваща всички различия на ядрото от ядрата на обичайните звездни системи: мощно излъчване в непрекъснатия спектър, наличие на широки емисионни линии, вероятно присъствие на масивен централен обект, обясняващ отделените енергии с акреция на вещество.

Цел на настоящата работа е уточняване геометрията на излъчващите емисионни линии области и физическите условия в тях.

ГЛАВА 1

ТЕОРИЯ НА АКТИВНИТЕ ГАЛАКТИЧНИ ЯДРА

§1. КРАТКИ ИСТОРИЧЕСКИ БЕЛЕЖКИ

Дефиницията на К. Сифърт в публикацията му през 50-те години: галактики с изключително ярки ядра и емисионни линии, забележимо по-широки от абсорбционните линии на нормалните галактики, обхващащи голям диапазон от степени на йонизация, и до днес остава най-точната кратка характеристика на Сифърт галактиките.

Първ наблюдава и изучава Сифърт галактики Е. Фат в Ликската обсерватория през 1908 г. С малък спектрограф той наблюдава ярки спирални галактики, считани тогава за мъглявини, и правилно интерпретира абсорбционните линии като резултат от интегралния поток светлина от голям брой неразрешени звезди. В спектра на една от тези галактики, NGC1068, той забелязва 6 емисионни линии - H_{β} , [OII] $\lambda 3727$, [NeIII] $\lambda 3869$, [OIII] $\lambda\lambda 4363, 4959, 5007$, типични за Сифърт галактиките.

През 50-те години се извършват първите оптични идентификации на силни радиоизточници. Оказва се, че в оптичния диапазон повечето радиоизточници се отъждествяват или с галактики, или със звездообразни обекти, наречени съответно радиогалактики и квазари. Радиогалактиките главно са елиптични галактики, с емисионни линии, по-широки от абсорбционните линии в спектрите на нормалните галактики.

В 1963г. М. Шмид разбулва загадката на квазарите, имащи в спектрите си неидентифицирани емисионни линии. Той разпознава водородните линии в спектъра на квазара 3C 273, отместени силно към червения край с необичайно голямото за тогава $z=0.158$. Явно тези обекти не са звезди, а звездоподобни радиоизточници с огромна светимост. Приема се, че квазарите са ядра на галактики, като поради отдалечеността си последните не

са били детектирани при първите наблюдения. Съществуват и квазари, които не са радиоизточници.

Ядрата на Сифърт галактиките, радиогалактиките и квазарите, показващи силна активност, са наречени активни галактични ядра (АГЯ). Отношението на пространствените плътности на радиосилните и радиотихите квазари е същото като на радиогалактиките и Сифърт галактиките. Това е един от наблюдателните индикатори, че радиоизлъчващите и радиотихите обекти формират физически непрекъсната последователност, покриваща широк диапазон от светимости.

§2. КЛАСИФИКАЦИЯ И НАБЛЮДАРЕЛНИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА СИФЪРТ ГАЛАКТИКИТЕ

Първата класификация, предложена от Хачикян и Уидмън, е следната:

Сифърт 1 галактики: наблюдават се широки разрешени линии с $FWHM(HI, HeI, HeII) \approx (1 + 5) \times 10^3$ km/s и относително тесни забранени линии, по-широки от емисионните линии в повечето старбърст галактики, с $FWHM([OIII] \lambda\lambda 4959, 5007, [NII] \lambda\lambda 6548, 6583, [SII] \lambda\lambda 6716, 6731) \approx 5 \times 10^2$ km/s.

Сифърт 2 галактики: наблюдават се тесни разрешени и забранени линии; $FWHM \approx 5 \times 10^2$ km/s.

В една разширена класификация тези два типа се оказват екстремалните случаи. Сифърт галактиките, при които съществуват добре изразени тесни ядра и широки крила на HI линиите, се наричат Сифърт 1.5 галактики. Сифърт 1.8 галактики са обектите с линии на H_α и H_β имащи тесни ядра и едва забележими широки крила. Галактиките, при които H_α има слаби широки крила, липсващи при H_β , са Сифърт 1.9.

В спектрите на Сифърт 1 галактиките освен широки HI, HeI и HeII емисионни линии, присъстват и широки FeII такива. Те произхождат от няколко силни мултиплета на FeII като около $\lambda = 4570 \text{ \AA}$ и $\lambda = 5250 \text{ \AA}$ са най-много и образуват широки ивици. Относителната им сила варира при различните Сифърт 1 обекти.

Сифърт галактиките са спирални галактики - главно Sb тип. Много от тях имат галактики-партньори, достатъчно близо, за да си взаимодействат гравитационно.

Всички АГЯ, в частност и ядрата на Сифърт галактиките, имат интегрален непрекъснат и абсорбционен спектър, типичен за нормалните галактики. Част от непрекъснатия спектър в оптичния диапазон се образува в малка неразрешена област в центъра на

галактиката - там където е източникът на енергия в АГЯ. Този непрекъснат спектър е в тясна връзка с широките емисионни линии. Той е много силен в Сифърт 1 галактиките, толкова посилен от интегралния звезден непрекъснат спектър, че последният почти не се изявява. Непрекъснатият спектър при Сифърт 2 галактиките е много по-слаб.

§3. ОБЛАСТ НА ФОРМИРАНЕ НА ШИРОКИТЕ

ЕМИСИОННИ ЛИНИИ

3.1 ОБЩИ ФИЗИЧЕСКИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ОШЛ

Типични за Сифърт 1 галактиките са широките емисионни линии на H I , He I , He II . В някои от тези обекти се наблюдават и широки Fe линии.

Всички широки емисионни линии в АГЯ са разрешени. Добро обяснение е, че широките линии възникват в област с електронна плътност, много по-голяма от критичната за нивата, които биха дали принос към забранените линии: $n_e \gg n_e^{\text{cr}}$. Тези забранени линии са отслабени в отношение n_e^{cr}/n_e спрямо разрешените линии при същата температура T и степен на йонизация, но в приближение на ниска плътност. Евентуалните наблюдавани широки компоненти на забранени линии биха били добър индикатор за долна граница на n_e . Интензитетът на широката компонента на $[\text{O III}] \lambda 5007$ относно H_β представлява около 1% от този на тясната компонента. За долна граница на електронната плътност в областта на широки линии може да се приеме следната оценка:

$$n_e^{\text{cr}}([\text{O III}] \lambda 5007) \approx 10^6 \text{ cm}^{-3} \Rightarrow n_e|_{\text{O III}} > 10^8 \text{ cm}^{-3}.$$

В оптичната област няма широки линии, подходящи за оценка на горната граница на n_e . В някои Сифърт 1 и 1.5 галактики се наблюдава широка $[\text{C III}] \lambda 1909$ линия, откъдето

$$n_e^{\text{cr}}([\text{C III}] \lambda 1909) \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3} \Rightarrow n_e < 10^8 \text{ cm}^{-3}.$$

За електронната плътност в областите със съществен принос към $[\text{C III}] \lambda 1909$ грубо можем да приемем $n_e \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

При $T=35\ 000 \text{ K}$ Fe се йонизира до Fe III и наблюдаваните линии на този йон са критерий за това, че $T \approx 35\ 000 \text{ K}$; добра оценка е $T=40\ 000 \text{ K}$.

Разглеждат се фотойонизационни модели със свободни параметри плътност n , колонкова плътност N и йонизационен параметър Γ , които се варират до постигане на съгласуваност с

наблюдаемите относителни потоци в линиите. Параметрите, при които се постига тази съгласуваност, са в подкрепа на облачна структура на излъчващия газ ([1], [2]).

Гладкостта на наблюдаваните профили може да послужи за установяване на долна граница на броя облаци. Например, 10^4 облаци са нужни, за да породят наблюдаваната ширина на CIV линията ([3], [4]). Броят облаци, необходим за възпроизвеждане на наблюдаваните потоци, е много по-голям. Наблюдаваните средни потоци в $H\beta$ са $\langle L(H\beta) \rangle \approx 10^8 L_0$. Съответният характерен размер на излъчващата зона е:

$$R_{H\beta} \sim [\alpha L_{H\beta} / (4\pi c \Gamma j_{H\beta} f_{sq})]^{1/2} = 5 \times 10^7 [L_{H\beta 10} / (\Gamma_{-2} n_{10} f_{sq})]^{1/2}, \text{ cm},$$

където

$$j_{H\beta} = 1.25 \times 10^{-25} \text{ erg.cm}^{-1}.\text{s}^{-1} - \text{коэффициент на излъчване в } H\beta;$$

$f_{sq} \approx 10$ - поправка за увеличаване потока в $H\beta$ от ефектите на удари и голяма оптическа дълбочина;

$$L_{H\beta 10} = \frac{L_{H\beta}}{10}, L_0;$$

$$f_{sq} = 0.1 - \text{машабен фактор};$$

$$\Gamma = \frac{L_{H\beta}}{4\pi R^2} - \text{йонизационен параметър};$$

$$\Gamma_{-2} = \Gamma / 10^2.$$

Ако лъчението е равномерно разпределено по облаци с характерен размер $r \approx 10^{12}$ cm, необходими са $(\frac{R_{H\beta}}{r}) \approx 10^{12}$ облаци.

Масата на излъчващия газ съгласно потока в $H\beta$ е:

$$M_g = \frac{L_{H\beta}}{j_{H\beta} f_{sq}} = \frac{L_{H\beta}}{1.25 \times 10^{-25} \times 10} \text{ g}, M_0;$$

$$E = \frac{\pi R_{H\beta}^2}{4R/3} = 10^9 (L_{H\beta})^{3/2} (n_{10})^{-3/2} (f_{sq})^{3/2},$$

(1)

където

E - коэффициент на запълване на обема с облаци;

$\langle h\nu \rangle$, R_H - средна енергия на фотона;

$r_s = \frac{1}{\alpha} \frac{N}{n}$ - радиус на Стрѝомгрѝен;

$N_s = \frac{\Gamma c}{\alpha}$ - Стрѝомгрѝенова колонкова плѝтност;

α - ефективен коефициент на рекомбинация.

Съгласно (1) малка част от обема на ОШЛ е запълнена с излъчващ газ - резултат, добре съгласуващ се с хипотезата за облачна структура.

Значителната сила на излъчването на MgII $\lambda 2800$ е индикатор за оптично плѝтни облаци в Лаймановия континуум: $\tau_L \gg 1$, така че степента на йонизация се мени силно от предната част на облака в дълбочина.

Съществува линейна зависимаост между $L_{H\alpha}$ и $L_{FC}(\lambda 4800)$ - континуума около $\lambda = 4800 \text{ \AA}$ - за голям брой Сифърт галактики, радиогалактики с широки линии и квазари, т.е. тези различни обекти имат еднаква еквивлентна ширина на $H\alpha$ линиите спрямо континуума. Това би било логично следствие от един и същ механизъм на йонизация от определен по форма закон и в ОШЛ, и в ОТЛ - фотойонизация със степенен закон на йонизиращия спектър:

$$L = C r^r, \quad r \approx [1,2].$$

Фотойонизационните модели предсказват отношението

$$\left(\frac{j_{L\alpha}}{j_{H\beta}} \right)^{th} = 5, \quad \text{докато наблюдаваните отношения са } \left(\frac{j_{L\alpha}}{j_{H\beta}} \right)^{obs} = 3 \text{ - } 10.$$

Добро обяснение на несъответствието е усилване на Балмеровите линии от фотойонизация от нива $n \geq 2$ и последваща рекомбинация ([10]). Подобни различия в пресметнатите и наблюдавани отношения $j_{L\alpha}/j_{H\alpha}$ също са налице.

Съществуват ли фотойонизационни модели, които са в състояние да обяснят тези ниски стойности? Модели на еднороден слой йонизиран водород с големи колонкови плѝтности и средни стойности на степента на йонизация, при които $L\alpha$ фотоните се разрушават от многобройни разсейвания, завършващи с ударна деактивация, а Балмеровите линии се усилват от ударно

възбуждане на възбудени нива ([5], [6], [7]), показват, че отношението $j_{L\alpha}/j_{H\alpha}$ варира в широки граници и в частност са възможни ниските му стойности.

Актуални са фотойонизационни модели на облаци с голяма N , отчитащи процесите на ударно възбуждане и деактивация и преразпределение на енергията между линиите ([8], [9]). UV фотони създават зона с висока степен на йонизация в предната част на облака, където възниква съществена част от потока в L_{α} , C IV и C III]. Във вътрешността му проникват рентгенови лъчи, които нагряват газа и поддържат пространна частично йонизирана зона (ЧЙЗ) с $n(H^+)/n(H^0) \approx 10^{-1}$ и $T \approx 8 \times 10^3$ К. Тази зона излъчва силно в Балмеровите линии и Балмеровия континуум и в линиите на Fe II, но не и в L_{α} , което води до намаляване на отношението $j_{L\alpha}/j_{H\alpha}$ в сравнение с пресметнатото при предположение за чиста рекомбинация.

Наблюдаваните отношения на интензитетите на H_{α} и H_{β} линиите съгласно [10] са $(j_{H\alpha}/j_{H\beta})^{obs} = (3 - 4)$ и $(j_{H\alpha}/j_{H\beta})^{th} \geq 10$ за оптично плътни облаци със стандартни параметри. Плътности $n \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ биха породили по-малки стойности на отношението. Актуален е двукомпонентен модел: фотойонизирана зона, излъчваща високо йонизирани линии и L_{α} , и плътна недостъпна за фотойонизация зона, в която възникват Балмеровите линии и континуум и линиите на Fe II.

Наблюдаваните линии на Fe II в ивиците $\lambda\lambda 2240-2650 \text{ \AA}$ и $\lambda\lambda 4450-4750 \text{ \AA}$, излъчени от терми с енергии (4 - 6) eV над съответното ниво, съгласно [11] са ударно възбудени. С нарастване на оптичната дълбочина расте отношението на излъчването в оптичния и ултравиолетовия диапазон. Наблюдаваните стойности съответстват на $\tau \geq 10^5$ в L континуума ([12]).

Широките емисионни линии възникват в относително малки области в близост до йонизационния източник, поради което могат

да дадат ценна информация за него ([72]). Високата електронна плътност ($n_e=10^9 \text{ cm}^{-3}$) прави обстоятелствата около възникване на широките линии по-сложни, отколкото тези при възникване на тесните линии. Следователно изводите, извлечени от наблюденията, са в по-голяма степен зависими от модела, в сравнение с тези при мъглявините.

Разглеждаме облак с $n_e=10^9 \text{ cm}^{-3}$ в близост до източника на йонизация. Забранените линии са силно отслабени от ударна деактивация. Температурата е увеличена до стойност, при която енергията се излъчва чрез ударно възбудени разрешени и полуразрешени линии, главно в UV-ата област като CIV $\lambda 1549$ и CIII] $\lambda 1909$. Друг важен охладител е L_α . Поради повишената ударна деактивация в ОШЛ спрямо ОТЛ и температурата там е по-висока. С нарастването и расте и скоростта на радиативно охлаждане и представителна температура за ОШЛ е $T \approx 15\ 000 \text{ K}$.

Най-вероятният механизъм на разширение на линиите е Доплеров ефект, породен от движението на газовите облаци.

Коефициентът на поглъщане в линията е

$$k_{v1} = k_{01} \exp\{-(\Delta v / \Delta v_D)^2\} = k_{01} \exp\{-x^2\},$$

където

$$k_0 = \frac{\lambda^2 \omega_j A_{ji}}{8\pi^3 \omega_i \Delta v_D} = \frac{\sqrt{\pi} e^2 f_j}{ng \Delta v_D}$$

е сечението на поглъщане на 1 атом в

центъра на линията;

$$\Delta v_D = \sqrt{\frac{2kT}{Mc}} - \text{Доплерова ширина};$$

f_{ij} - сила на осцилатора.

Дребномащабната турбуленция може да се разглежда като източник на увеличаване на коефициента на поглъщане в линията, докато едромасщабната се отчита чрез отместване по честота между излъчващите и поглъщащите области.

Вероятността фотон, излъчен в определена точка на сферичен облак и в дадено направление с безразмерна честота x , да напусне облака без повече разсейвания и поглъщания е $\exp\{-\tau_x\}$,

където τ_x е оптичната плътност от точката на излъчване до края на облака в дадената посока и на дадената честота.

Нека $\tau = kR$ е оптичният радиус на облак с линеен радиус R . Оптичната дълбочина в направлението на лъч, сключващ ъгъл θ с нормалата, е $\tau_{x\theta} = 2\tau_x \cos\theta$. При коефициент на излъчване за единица обем, в единица пространствен ъгъл, за единица време j , интензитетът в дадена посока е:

$$K = \int_0^{\tau_x} j e^{-t} dt = \frac{j}{k} (1 - e^{-2x \cos\theta}),$$

където линейната координата в направление на лъча е s , а $t = ks$.

Потокът, излъчен от единица площ за единица време, е:

$$\pi F = 2 \int_0^{\pi/2} K(\theta) \cos\theta \sin\theta d\theta = \frac{\pi j}{2k^2} [2x^2 - 1 + e^{-2x} + x e^{-2x}].$$

Потокът, който би се излъчил в отсъствие на поглъщане, е:

$$\pi F_0 = \frac{4jR^3}{4R^3} = \frac{4jF}{3}.$$

Усреднената по обема и направлението вероятност фотонът да напусне облака без да се разсее или погълне е:

$$P(x) = \frac{\pi F}{\pi F_0} = \frac{3}{4x} \left[1 + \frac{1}{2x} + \left(\frac{1}{x} + \frac{1}{2x^2} \right) e^{-2x} \right].$$

Средната вероятност, фотон, излъчен в линията, да напусне, усреднена по Доплеровия профил, е:

$$P(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} P(x) e^{-x^2} dx.$$

(2)

За $\tau_{01} < 10^4$ (2) може да се реши аналитично; за $\tau_{01} > 10^4$ решението става числено. Йонизацията е главно от високоенергетични фотони. Оптичната дълбочина в центъра на L_α линията е $\tau_{01} \approx 10^6$. Средният брой разсейвания, които L_α фотонът претърпява преди да напусне облака, е $N_{esc} \approx 1.2 \times 10^6$.

3.2 ОСНОВНИ ПРОЦЕСИ, ФОРМИРАЩИ ЕМИСИОННИТЕ ЛИНИИ

3.2.1 РЕКОМБИНАЦИЯ

Нека се спрем на L_n линия. Фотоните, излъчени в нея, които не напускат облака, се поглъщат. Всеки акт на поглъщане води до възбуждане на n^2P ниво на HI , последвано от радиативни преходи надолу. Ако n^2P нивото се разрушава чрез преход $n^2P - 1^2S$, настъпва резонансно разсейване на L_n фотон; при $n^2P - 2^2S$ преход L_n фотонът се трансформира в H_n фотон и се възбужда 2^2S нивото, което води до излъчване на 2 фотона в континуума. Възможният преход $n^2P - 3^2S$ води до превръщане на L_n фотона в P_n фотон и възбуждане на 3^2S нивото, пораждащо H_α и L_α фотони.

Ако $C_{nL, n'L'} / P_{nL, n'L'}$ е вероятността за преход $nL - n'L'$ по всички възможни начини/директно, $P_n(L_m)$ е вероятността поглъщането на L_n фотон да доведе до излъчване на L_m фотон и $P_n(H_m)$ е вероятността поглъщането на L_n фотон да доведе до излъчване на H_m фотон, то

$$P_n(L_m) = C_{n1, m1} P_{m1, 10} ,$$

$$P_n(H_m) = C_{n1, m0} P_{m0, 21} + C_{n1, m1} P_{m1, 20} + C_{n1, m2} P_{m2, 21} .$$

Ако R_n е пълният брой фотони, създадени в облака от рекомбинации и каскадни преходи, а A_n е пълният брой фотони, погълнати за единица време, то пълният брой L_n фотони, излъчени в облака за единица време като резултат от рекомбинации, резонансни флуоресценции и разсейвания, е

$$J_n = R_n + \sum_{m=n}^{\infty} A_m P_m(L_n) .$$

Пълният брой L_n фотони, напускащи облака, е:

$$E_n = P_n J_n = P_n [R_n + \sum_{m=n}^{\infty} A_m P_m(L_n)] ,$$

(3)

$$J_n = A_n + E_n = A_n + P_n J_n ,$$

$$A_n = (1 - P_n) [R_n + \sum_{m=n}^{\infty} A_m P_m(L_n)] .$$

Нека пълният брой N_n фотони, създадени в облака за единица време от рекомбинации и последвали каскадни преходи е S_n . При условие, че фотоните от Балмеровите линии не се поглъщат, пълният брой N_n фотони излъчени в облака за единица време, е сума от броя рекомбинации и броя резонансни флуоресценции:

$$K_n = S_n + \sum_m A_m P_m(L_n).$$

(4)

При големи оптични плътности в Балмеровите линии фотоните от Балмеровите линии могат да се разсейват или превръщат във фотони от Лайманови линии, което дава допълнителни членове в (4). (3) и (4) дават спектъра на Лаймановите и Балмеровите линии.

Средното време на живот на HI атом на 2^2P ниво в оптично тънка среда е:

$$\tau_{2p} = \frac{1}{A_{2p1s}} = 1.6 \cdot 10^9 \text{ s}.$$

(5) Средното време на живот на HI атом на 2^2P ниво в оптично плътна среда в резултат на многократни поглъщания и преизлъчвания е на порядък по-голямо:

$$N_{e,s,c} \tau_{22p} = 1.8 \times 10^{-3} \text{ s}$$

и съответната населеност на 2^2P нивото е по-голяма.

3.2.2 УДАРНО ВЪЗБУЖДАНЕ

В условията на ОШЛ е възможно ударно възбуждане на n^2L нива, което води до ударно възбудени Балмерови и Пашенови линии. Преходите на 3^2L нива имат най-голямо сечение и малък праг, което благоприятства образуването на H_α фотони. L_α фотон с енергия $\epsilon_{L\alpha} = 3/4 h\nu_0 = 10.2 \text{ eV}$ е в състояние да йонизира HI атоми от нива 2^2S и 2^2P , които са със значима населеност. Процесът на йонизация 'разрушава' L_α фотона, като се поглъща и евентуалният L_α фотон, довел до населяването на 2^2P нивото. Друг процес, водещ до 'разрушаване' на L_α фотони, е ударната деактивация на 2^2P нивото.

Скоростта на ударна деактивация за единица обем за единица време в приближение на малка оптична плътност е:

$$n_j \tau_j^{-1} = n_j \int_0^\infty \nu \sigma_j(\nu) f(\nu) d\nu = n_j \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{\Omega(\omega_j)}{\omega_j} = n_j \frac{8\pi^2 \nu_0^6 \Omega(\omega_j)}{T^2 \omega_j}, \quad (6)$$

където силата на удара е:

$$\Omega(\omega) = \int_0^\infty \Omega(\omega) \frac{E}{E_0} d\omega = \frac{E}{E_0} \frac{\pi}{2} \frac{E^2}{K}, \quad E = \frac{m^2}{2} \quad (7)$$

Критичната плътност на 2^2P нивото за $T=10\ 000 \text{ K}$ е:

$$n_0(2P) = \frac{A_{2P1S}}{C_{2P1S}} = 87 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$$

В приближение на голяма оптична плътност, например $\tau_{01} = 10^6$:

$$n_0(2P) = \frac{A_{2P1S}}{N_{2P1S}} = 75 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$$

Тази стойност е по-висока от средната за ОШЛ, но в отделни нейни участъци е възможна. При ниски стойности на T и Γ голяма част от водорода е неутрална и доминиращо е ударното възбуждане; H_α/H_β и L_α/H_β са големи. С нарастване на Γ расте скоростта на рекомбинация, но увеличаването на T води до

увеличаване на ударното възбуждане, което заедно с радиативните преходи в Балмеровите линии е причина L_α/H_β да нараства. В приближение на оптично плътна среда и ниска n_e , около 2/3 от рекомбинациите, водят до населяване на 2^2P нивото, което се разрушава чрез L преходи, и 1/3 от тях населяват 2^2S нивото, което се разрушава чрез двуфотонен преход. Отношението на интензивностите на рекомбинационните линии е:

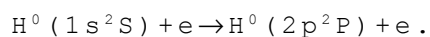
$$\frac{I_{H\beta}}{I_{L\alpha}} = 0.67 \frac{\alpha}{\alpha_{HI}} \frac{h_{21}}{h_{11}} = 23.$$

Ударното възбуждане повишава това отношение и в приближение на голяма n_e то е 34.2.

Наблюдателните отношения са по-малки, което е индикатор за непълна приложимост на условията на чиста рекомбинация в ОШЛ, за ефекти на висока плътност и за евентуално поглъщане от прах.

Ударното възбуждане на HI от топлинни електрони е причина за силно излъчване в L_α и усилва H_α линията. Ударно възбуждане се наблюдава и при [OI] $\lambda\lambda 6300, 6364$, [NI] $\lambda 5199$.

При ниски плътности ударното възбуждане на L_α става от директно възбуждане на 2^2P нивото с праг $\epsilon=10.2$ eV:



Всеки акт на възбуждане е последван от излъчване на фотон и, следователно, коефициентът на ударно възбуждане на L_α е:

$$4j_\alpha = n n_0 q_{2P} \frac{h_{21}}{h_{11}},$$

(8)

където q_{2P} и $\Omega(1^2S, 2^2P)$ се дават от (6) и (7). Силата на удара на- малява бързо с нарастване на главното квантово число n , а енергетичният праг нараства с n , поради което приносът към L_α от ударно възбуждане на високи нива, последвано от каскадни преходи до 2^2P нивото, е малък. Възбуждането на 3^2S и 3^2D нивата води до излъчване на H_α и L_α фотон, но не и възбуждането на 3^2P нивото. Приносът на нивата с $n=2$, $n=3$ към излъчването в L_α е:

$$4j_{L\alpha} = n n_H (q_{1S2P} + q_{1S3S} + q_{1S3D}) n_{L\alpha} \quad .$$

(9)

Приносът на нивата с $n=3$ е сравнително малък; предполага се, че приносът на нивата с $n \geq 4$ е пренебрежимо малък.

Коефициентът на рекомбинация за L_α е

$$4j_{L\alpha} = n n_H \epsilon_{2P}^{\alpha} n_{L\alpha} = n n_H (B_{\alpha}^{\epsilon} \epsilon_{2S}^{\alpha}) n_{L\alpha}.$$

Ударно възбуденото излъчване в L_α бързо нараства с T . Тъй като L_α е и добър охладител, не е възможно силно нагряване на газа.

В границата на висока плътност атомите в състояние 2^2S , като резултат от ударно възбуждане, рекомбинация или каскадни преходи, ударно се възбуждат до 2^2P нивото и също излъчват L_α . Това става чрез удари на p и e с H атоми, съпътствани от промяна на ъгловия момент, при което p са по-ефективни. Критичната плътност за този процес е

$$n^c = \frac{A_{2S1S}}{q_{2S2P}^e + q_{2S2P}^p} = 15.10 n^c$$

за $n_e \approx n_p$, като се има предвид, че

$$n n_H \epsilon_{2S}^{\alpha} (HT) = n_H (A_{2S2S} + n n_H q_{2S2P}^p + n n_H q_{2S2P}^e),$$

където n_{2S} е равновестната населеност на 2^2S нивото.

В приближение на висока плътност коефициентът на ударно възбудено излъчване съответен на (8) е

$$4j_{L\alpha} = n n_H (q_{1S2S} + q_{1S2P}) n_{L\alpha},$$

а съответният на (9) е

$$4j_{L\alpha} = n n_H \sum_{n \geq 1} \sum_{l \geq 0}^{3n-1} q_{1S1L} n_{L\alpha}.$$

Рекомбинационният коефициент е:

$$4j_{L\alpha} = n n_H \epsilon_{2P}^{\alpha} n_{L\alpha}.$$

Поведението на коефициента на рекомбинация и на ударно възбуждане при високи плътности е подобно на това при ниски.

Разликата е, че в приближението на висока плътност те са около 1.5 пъти по-големи.

В границите на оптично плътна среда възбуждането на някое от нивата 3^2S , 3^2P , 3^2D води до H_α излъчване. Коефициентът на ударно възбудено излъчване в първо приближение е:

$$4j_{ul} = n_p \sum_{l=0}^2 q_{ul}^a n_{ul}.$$

Числените пресмятания показват, че приносът на ударното възбуждане е съществен за L_α излъчването; за H_α то е значимо, макар и в по-малка степен, докато за H_β и по-високите Балмерови линии то е пренебрежимо. Аналогично на излъчването в L_α коефициентът на ударно възбудено излъчване силно зависи от T . За $n_e = n_p$ ударно възбуденото лъчение в H_α е около 10% от рекомбинационното. Отношението на ударно възбуденото към рекомбинационното лъчение в H_β е още по-малко поради по-високия праг и по-малкото сечение на възбуждане.

3.3 МОДЕЛ НА ОБЛАЦИТЕ

Фотойонизационните модели [1],[2] показват, че при колонкови плътности $N > N_s$ се установява ЧЙЗ, нагрята и йонизирана (до 10%) от ултравиолетово и рентгеново лъчение. Ограничението $N \approx 10N_s$ и пресметнатите от модела размери на ЧЙЗ са в полза на съществуването на подструктури - облаци - с типични размери $r \approx 10^{12}$ см, излъчващи емисионните линии. Наблюденията на някои АГЯ с ниски светимости ([13],[14],[15]) показват, че нискоенергетичното рентгеново излъчване е отслабено от поглъщане в степен, показателна не за непрекъснато поглъщане, а само за частично обгръщане на централния източник от поглъщаща среда.

3.3.1 МЕЖДУОБЛАЧНА СРЕДА И СИЛИ НА СЪПРОТИВЛЕНИЕ

Характерните размери на облаците в съответствие с относителните потоци в линиите са $r \approx 10^{12}$ см. Самогравитацията не е от значение, тъй като топлинната енергия е много по-голяма от гравитационната:

$$\frac{\epsilon_{th}}{\epsilon_g} = \frac{3kT}{4\pi r^2 G \rho} = 54 \cdot 10^8 \frac{T^2}{r \rho}$$

Времето, необходимо на звука да пресече облака, е много по-малко от времето, за което облакът може да пресече ОШЛ:

$$t_{sc} = \frac{r}{c_s} = 0.25 \frac{r}{T^{1/2}}, \text{ yr};$$

$$t_{fl} = \frac{R}{u} = 3R \frac{t_{sc}}{u}, \text{ yr}.$$

Следователно е логичен моделът на облаци, обградени от гореща междуоблачна среда с относително ниска плътност ([16]).

Характерното време за рекомбинация

$$t_{re} = (\alpha_B)^{-1} = 12 \cdot 10^5 \frac{1}{n_B}, \text{ yr},$$

където α_B е коефициент на рекомбинация в приближение на оптично плътна среда, е малко в сравнение с t_{sc} и t_{fl} , което е критерий за топлинно и лъчисто равновесие на облаците ([17]).

Природата на горещата междуоблачна среда е от голямо значение за динамиката на облаците и обкръжението на централния източник на енергия. Комптънови взаимодействия в силното радиационно поле на Сифърт ядрата ефективно могат да нагряват разределения газ в ОШЛ до температури ([18]):

$$T = \frac{\langle h \nu \rangle}{h} \approx 10^4 \text{ K}.$$

Същото поле би нагряло по-плътна среда (облаците) чрез фотойонизация и съответно охладило чрез излъчване в линиите и топлинно излъчване в континуума до $T \approx 10^4 \text{ K}$ ([19]).

При условие, че Комптъновото нагряване е основният механизъм за нагряване на междуоблачната среда, то фазите с

ниска и висока плътност ще са в равновесие, ако налягането е в малка околност на налягането, съответно на фотойонизационния модел:

$$\hat{n} \approx (10^8 - 10^9) \text{ K.cm}^{-3} \quad (10)$$

При наличие на допълнителни източници на нагряване (10) нараства. За $\hat{T} = 10^8 \text{ K}$, масата на междуоблачната среда е

$$\hat{M}_g = \frac{4}{3} \pi R^3 \hat{n} = 35 \cdot 10^3 \hat{n} R^3, \text{ } M_\odot \quad (> M_g)$$

Силата на съпротивление, действаща на радиално движещ се облак със сечение πr^2 и скорост u , от страна на междуоблачната среда със скорост на акреционния поток (радиалния вятър) \hat{u} е:

$$f_g = \pi r^2 n_p \hat{u} \rho u \psi$$

Спирачното разстояние

$$\delta R_{sp} = \frac{\hat{T}}{\hat{n}} = 10^7 \hat{n}^{-1}, \text{ cm}$$

е по-малко от характерните размери на ОШЛ за $\hat{T} = 10^8 \text{ K}$, следователно трябва да се очаква облакът да достигне крайна относителна скорост спрямо междуоблачната среда, такава, че резултантната на гравитационната сила и силата на налягане да е f_d . Скоростта, съответна на f_d , $\psi = \sqrt{\frac{f_g}{f_d}}$, е твърде малка, за да е отговорна за ширината на профилите на линиите.

Вириалната температура, характеризираща движението на облака в гравитационното поле на черна дупка с маса M_H съгласно

$$\frac{3}{2} \hat{T} = \frac{GM}{R}$$

е

$$\hat{T} = 27 \cdot 10^4 \frac{M}{R}$$

При $\hat{T} < \hat{T}$ междуоблачната среда има поведението на движещ се навън вятър. При забележимо малки разстояния от централния източник R , $\hat{T} < \hat{T}$ и междузвездният газ би трябвало комптъново да се охлажда за време

$$t_{cc} = \frac{3\hat{T} \cdot 4\pi \cdot L}{2 \rho \cdot 4R} \approx 6 \frac{\hat{T} \cdot L}{R}, \text{ yr.}$$

В случай, че t_{cc} е по-малко от времето на свободно падане t_{ff} , междуоблачната среда има поведението на акреционен поток. Такъв поток на междуоблачния газ, при който скоростта на движение в зависимост от R може да приема противоположни посоки, изисква обемен източник на междуоблачен газ и усложнява пресмятането на профилите на емисионните линии, възникващи в облаците при условие, че силите на съпротивление са съществени за динамиката на облаците. Наблюдаваната неспецифичност и еднотипност на профилите сред Сифърт галактиките предполага, че движенията на облаците не са дотолкова сложни и чувствителни към положението им в ОШЛ. Тези усложнения могат да се избегнат, ако междуоблачната температура \hat{T} е значително по-висока от предсказаната от процесите на Томсъново нагряване. Нагряване на газа от движението на облаците или от космични лъчи е в състояние на порядък да превиши Комптъновото нагряване ([19]).

Силата, породена от движението на един облак със скорост u_r спрямо средата, е $f_d u_r$. Група облаци, всеки с маса M_c и

типичен размер (радиус) r , поражда $N_{cl} = \frac{M_g}{M_c}$ пъти по-голяма сила.

При условие, че тази сила се уравнисява от Комптъново охлаждане:

$$M \frac{3\hat{T}}{4r} = \hat{n}_T \frac{4\pi \cdot 4 \cdot 4}{\rho \cdot k R^3} R.$$

Резултантната равновесна температура на междуоблачната среда

$$\hat{T} = 3 \cdot 10^8 \frac{L_{\text{H}}/L}{4 \cdot 10^3 (\hat{n}_T / 10^2) (r/R) (f_d)} \frac{u_g}{v_{\text{H}}}, \text{ K}$$

е на един порядък по-голяма от равновесната температура в условията на Комптъново нагряване.

3.3.2 РАДИАЛНО ДВИЖЕНИЕ НА ОБЛАЦИТЕ

3.3.2.1 РАДИАЛНИ СИЛИ

Радиалното движение на облаците може да се предизвика от силата на лъчисто налягане и от гравитационните сили и се ограничава от спирачните сили. Гравитационното ускорение на разстояние R от черна дупка с маса M_H е $g = GM_H/R^2$. Ако единствените радиални сили са гравитационните, необходими са много големи маси на централния източник, за да се получат скоростите, наблюдавани в ОШЛ:

$$u \left(\frac{GM_H}{R} \right)^{1/2} \approx 100 \frac{M_H^{1/2}}{R^{1/2}}, \text{ km.s}^{-1}.$$

$M_H = 10^{10} M_\odot$ на разстояние $R = 100 r_s$ би породила дисперсия на скоростите на звездите $v \approx 600 \text{ km.s}^{-1}$ - прекалено голяма стойност. Следователно $M_H \leq 10^9 M_\odot$. Необходимата маса на централния източник да породи $u = 10^4 \text{ km.s}^{-1}$ е $M_H \approx 10^9 M_\odot$ и съответната дисперсия на скоростите на звездите би била $v = 200 \text{ km.s}^{-1}$ - в съгласие с наблюденията.

Гравитационното привличане към центъра се намалява или дори превъзхожда от силите на лъчисто налягане. В напълно йонизираните области на газа всяка рекомбинация е последвана от поглъщане на йонизиращ фотон със среден импулс $\langle h\nu/c \rangle$. Броят рекомбинации за един протон за една секунда са $n\alpha$, следователно ускорението на UV-то лъчение е:

$$a_{UV} = \phi \frac{n h \nu_0}{Mc},$$

където $\phi = 2$ отчита наличието на He и разликата между средните енергии на фотоните и енергията на Ридберг.

Фотоните с енергии $\epsilon < h\nu_s = 200 \text{ eV}$ се поглъщат в напълно йонизираната част на облаците, но фотоните с $\epsilon > h\nu_s$ упражняват радиационно налягане върху ЧЙЗ. Ускорението, породено от рентгеновите лъчи [20] е

$$g = \frac{1}{m_p} \int_0^{\infty} \frac{L_\nu}{4\pi r^2} e^{-\tau_\nu} \left(\frac{h\nu}{c} \right) n_p d, \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2},$$

където σ_ν е специфично сечение на разсейване за 1 протон, пропорционално на обилието на метали.

3.3.2.2 ОПТИЧНО ТЪНКИ ОБЛАЦИ

Наблюдаваната симетрия на L_{α} линията при много Сифърт галактики налага ограничения върху динамичния модел на радиално движещите се облаци. Съгласно [1] оптичната плътност в L_{α} в ЧЙЗ на необлъчените части на оптично плътните облаци е изключително голяма $\tau=10^9-10^{10}$. Малка част от L_{α} фотоните напускат облъчваните зони на облациите. Ако колективното движение на облациите е главно радиално, независимо навън или навътре, L_{α} профилите биха били асиметрични ([21]). Възможен симетричен профил на L_{α} линията при радиално движение на облациите може да се получи при предположение за разсейване на част от йонизиращите фотони от междуоблачната среда.

Следователно, резонен е моделът на радиално движещи се облаци, при който различните линии възникват в различен тип облаци. Довод в подкрепа на модел на облаци с различна оптична дълбочина са и наблюдаваните различия в ширините на линиите на различни йони ([21], [22], [23], [24]). L_{α} (както и L_{β} и L_{γ}), CIV както и други линии, възникващи в напълно йонизираните зони, се приема, че се генерират от радиално движещи се и изотропно излъчващи оптично тънки облаци.

Оптично тънките облаци (такива, че $N < N_s$) могат ефективно да се ускорят от UV лъчение и в тесен диапазон на промяна на физическите условия на междуоблачна среда могат да пораждат наблюдаемите профили. Ако приемем, че $g_{r,x} \ll g_{r,UV}$, отношението на първите два члена в уравнението на движение

$$\frac{g_{UV}}{g} = \frac{m h_0}{\tau c} \frac{R^2}{GM} = \frac{1}{\tau} \frac{R^2}{GM}$$

показва, че радиационната сила доминира над гравитационната дори при съществени стойности на масата на централния обект. Следователно, движението на тези облаци ще бъде преимуществено навън. В отсъствието на силни сили на съпротивление

$$\frac{du}{d} = \frac{u^2}{R} = g_{\mu} ,$$

$$u \left(\frac{m_0 h_0 R}{\eta c} \right)^{1/2} = \frac{1}{\alpha} \frac{M_0^2}{v_1} , \text{ km.s}^{-1} .$$

Необходимите скорости следват от наблюдаваните стойности на L и R за спектрите с широки линии. Слабата зависимост на ширината на линията от L е в съгласие с наблюденията.

Уравнението за движение на оптично тънък облак не зависи от масата на облака:

$$\frac{du}{d} = \frac{du}{dR} = \frac{m_0 h_0}{\eta c} .$$

Силите на съпротивление не са съществени. Скоростта на изтичане на маса в система с пространствена плътност на облаците n_c е $M_0 M_0 u_0^2$.

Специфичната светимост в дадена емисионна линия L_{ν} се получава при интегриране на приноса на всички облаци в L по R и ъгъла $\theta = \arccos \mu$ между направлението на скоростта на облака u и лъча на зрение:

$$L_{\nu} = \int_0^{\pi} \int_0^1 dR \int_0^1 d\mu \left[\nu - \nu_1 \left(1 - \frac{u}{c} \mu \right) \right] n_c 2R^2$$

където

$\nu_1 \left(1 - \frac{u}{c} \mu \right)$ е наблюдаваната доплерово отместена честота;

$\xi_c = \frac{n_c M_0}{\eta c}$ е броят фотони, произведени за 1s от облак със

средна маса M_0 при ефективна скорост на рекомбинация в условията на пълна йонизация α_1 .

Като се използва уравнението за движение се получава

$$L_{\nu} = \frac{M_0 c}{2 \eta_1} \int \frac{n_c d\mu}{\nu} \frac{d}{du} \left(\frac{M_0^2}{\eta c} \right) \frac{du}{\alpha u} = \Lambda \ln \frac{u_{\max}}{\alpha} .$$

(11)

(11) изразява логаритмичен профил на линиите, изразен в безразмерно отместване по честота $x = (\nu - \nu_1) / \nu_1$ от центъра на

линиите ([79], [25]). Максималната скорост u_{\max} идва от пределната скорост при условие, че плътността на облаците се мени като R^{-s} с $s > 1$. Логаритмичният профил за облаци, възникващи на определено разстояние от централния обект R , не зависи от промените на $n(R)$, но конфигурацията от облаци с различно начално R дава профил, сума от логаритмични профили, и резултантният профил може да зависи от $n(R)$.

Логаритмичният профил, отличен фит за много симетрични емисионни линии, е резултат от радиално движение навън на оптично тънки и, следователно, изотропно излъчващи облаци. Каприоти и сътрудници показват, че логаритмични профили могат да възникнат във всяка физическа ситуация, при която $\epsilon_c n_c 2\pi R^2 dR \sim u du$. Този резултат дава основание логаритмичният профил да се прилага в приближение на голяма оптична плътност, когато фотоните L_c се поглъщат в облака. За да бъде ускорението на оптично тънките облаци напълно независимо от относителното му движение спрямо междуоблачната среда, трябва $\hat{\tau} \gg \tau_k$.

3.3.2.3 ОПТИЧНО ПЛЪТНИ ОБЛАЦИ

В облаци с пълни колонкови плътности $N_s < N < N_c$, където $N_c = 1/\sigma_t = 1.5 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ е Комптъновата колонкова плътност, е съществена радиационната сила, насочена навън, дължаща се на поглъщане на рентгеновите лъчи, превишаваща привличането от централната маса. За тях

$$\frac{M_N}{R^2} > g_{r,xt} > g \frac{M}{R^2}.$$

Масата на централния обект, точно уравниваща радиационната сила на рентгеновото лъчение $M_{НХ}$, както и скоростта на облаци в резултат на ускорението от рентгеновите лъчи $u_x = (g_{r,xt} R)^{1/2}$, зависят от пълната колонкова плътност на облака N .

Пресметнатите стойности на $M_{НХ}$ и u_x от фотойонизационния облачен модел за $N = 10^{22} - 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ са близки до наблюдаваните или очаквани стойности.

Ускорението навън в оптично плътни облаци от рентгенови лъчи би трябвало да е по-голямо от пресметнатото в модела, тъй като:

-обилията на метали, присъщи за АГЯ, са по-големи от слънчевите обилия с които е пресметнато $g_{r,xt}$;

-при пресмятане на $g_{r,xt}$ е пренебрегнато ускорението от UV лъчението и от Балмеровия континуум.

Ако M_N е достатъчно малка, за да са $g_{r,UV}, g_{r,xt} > g$ и тъй като $g_{r,UV}$ и $g_{r,xt}$ са чувствителни към различни параметри, профилите на линиите, повлияни съществено от UV и рентгеновото лъчение, трябва да се различават. Ускорението от рентгеновите лъчи в ЧЙЗ зависи от N , докато ускорението от UV лъчи в напълно йонизираната зона е по-чувствително към плътността на плазмата. Защо тогава се наблюдават сходни профили на CIV и MgII линиите? Като изключим възможните разлики в $\langle R \rangle$ за облаци, ускорени от UV и рентгеновото лъчение, отношението на ширините на линиите е

$$\frac{U}{U_V} \sim \left(\frac{g_{xt}}{g_{UV}} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{N_s}{N} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{N}{N} \right)^{1/2},$$

където за облаци, ускорени от рентгенови лъчи, се приема, че $g_{r,UV} N_s \ll g_{r,xt} N$.

Резонно е отчитането на нестабилности, породени от усилването на звукови вълни от нетоплинния континуум в напълно йонизираните части на облациите ([26]). Съществуват и неустойчивости на Релей-Тейлър ([27]), които не са съществени.

В някои ситуации радиационното налягане на L_α и $MgII$ може да превиши газовото и равновесните облачни модели да станат неприложими ([28]).

3.3.3 КЕПЛЕРОВИ ДВИЖЕНИЯ

3.3.3.1 ОРБИТАЛНИ ДВИЖЕНИЯ НА ОБЛАЦИТЕ

Непрекъснатият степенен спектър се възприема като резултат от акреция на масивна черна дупка; следователно широките емисионни линии могат да бъдат обяснени от орбитални движения на облаците. Наблюдаваните ширини на линиите, възникнали в орбитално движещи се облаци на разстояние от центъра $R \approx 10^{18} f_{\text{sq}}$, биха се обяснили от маси на централния обект $M_{\text{H}} \approx 10^{10} M_{\odot}$. Ефективната плътност на облаците, определена от сравнение на потока в линиите и в континуума, са в подкрепа на движение на облаците по произволно разположени орбити. Типичното време на деформация от диференциалните сили на Поинтинг-Робъртсън от ултравиолетовото лъчение е от порядъка на един орбитален период. Тези сили деформират облаците и ги йонизират и те вече не са в състояние да излъчват характерните за ЧЙЗ линии (MgII, H α , FeII). Влиянието на рентгеновите лъчи би забавило този процес, но несъществено. Поради това маханизмът на възникване на линиите в резултат на орбитални движения не е особено удачен ([29], [20]).

3.3.3.2 ИЗЛЪЧВАНЕ НА ЛИНИИ ОТ НЕПРЕКЪСНАТ ГАЗОВ ДИСК

Линии с профили, близки до наблюдаемите логаритмични профили, могат да възникнат при излъчване от въртящ се диск. Коефициентът на излъчване в този случай има вида ([30], [31], [20], [32]) $j \sim r^{-2 \pm 0.3}$. Статистиката на ширините на емисионните линии показва, че се наблюдават по-малко обекти с тесни емисионни линии, отколкото предсказва теорията на въртящи се дискове. Все пак при наблюдаваните такива ([33], [34]) разчетените по модела относителни потоци в линиите не се съгласуват с наблюдаваните.

3.3.4 НАБЛЮДАЕМИ ФОРМИ НА ПРОФИЛИТЕ НА ШИРОКИТЕ ЕМИСИОННИ ЛИНИИ

Широките линии имат $FWHM = (500 - 5000) \text{ km/s}$; $FWZI = (5 - 30) \times 10^3 \text{ km/s}$, в голямата си част са симетрични и в грубо приближение имат логаритмичен профил ([35]). За повечето обекти:

$$\frac{FWHM(H\beta)}{FWHM(H\alpha)} \approx 1\epsilon; \quad \frac{FWHM(H\delta)}{FWHM(H\alpha)} \approx \epsilon; \quad \frac{FWHM(H\epsilon)}{FWHM(H\alpha)} \approx 0\epsilon.$$

Наблюдаваните средни отношения $I(H\beta)/I(H\alpha)$ и $I(HeI\lambda 5876)/I(H\beta)$ са функции на v и нарастват от центъра към крилото на профила ([36]). С нарастване на v расте йонизационният параметър Γ . Следователно, облаците с по-високи скорости, със съществен принос към крилата на Балмеровите линии, са по-близо до централния източник, отколкото облаците с по-ниски скорости, излъчващи близо до центъра на линията. $FWHM(HI)$ нараства с увеличаване светимостта на централния източник в континуума ([37]):

$$FWHM|_{L\lambda 4800=10^{28} \text{ erg/s/Hz}} \approx 10^3 \text{ km.s}^{-1};$$

$$FWHM|_{L\lambda 4800=10^{30} \text{ erg/s/Hz}} \approx 4 \times 10^3 \text{ km.s}^{-1}.$$

Множество профили добре се описват от степенен закон, съответстващ на излъчващия материал във въртящ се диск. Основен механизъм на разширение е въртенето; второстепенни механизми са дребномащабната турбуленция и разсейването от електрони. Пресметнатите профили описват добре крилата на линиите, но предсказват дупикова структура с централен минимум в линиите. Възможно обяснение е забавяне на материала в близост до централната маса от магнитните сили, които създават условия в центъра на диска въртенето да е приблизително твърдото ([38]).

Някои от широките линии са асиметрични, но не съществува ясна тенденция в тези асиметрии. Те не могат да възникнат в условията на чисто ротационни полета на скоростите. Те могат да

се опишат, ако към модела на въртящ се диск се прибавят анизотропно излъчващи структури в два противоположни джета, започващи от центъра на диска, и от радиални движения на излъчващ материал в диска ([38]).

Де Робертис ([36]) фитира наблюдавани H_{β} профили, симетрични в границите на грешката, с профили, пресметнати при предположение за цилиндрично-симетрична ОШЛ, състояща се от въртящ се акреционен диск и две конични области по оста на диска, в които възникват линиите. Приема се, че дискът е малък, плътен и оптично дебел и, следователно, няма съществен принос към наблюдаваните профили на линиите. Допуска се, че в конусите облаците, излъчващи широки линии, се ускоряват от лъчисто налягане. Така пресметнатите профили силно зависят от два параметъра: ъгъла, който сключва оста на въртене на конусите с лъча на зрение и ъгъла на разтваряне на конусите, вариращ от 0° за абсолютно линеен джет до 180° за сферично симетрична област.

Наблюдаваните приблизително симетрични профили на H_{β} могат да се възпроизведат от модела при тесен диапазон от стойности, заемани от свободните параметри, т.е. коничните структури много по-вероятно от линейни или сферични са източниците на широки линии, в съгласие с изводите на Ван Грьонинген ([32]). Налага се структура на ОШЛ на едновременно ускоряване на облаци, излъчващи широки линии по оста на диска навън и дисипативен акреционен поток навътре, осигуряващ гориво за централния свръхмасивен обект. Асиметриите и променливостите, наблюдавани в някой АГЯ може да се разглеждат като произлизащи от разлики в скоростите на 'инжекция' на материал в двата конуса. Геометрични ефекти, наклонът например, биха обяснили евентуално недобрата корелация между ширината на линиите и светимостта в континуума.

§4. ОБЛАСТ НА ФОРМИРАНЕ НА ТЕСНИ

ЕМИСИОННИ ЛИНИИ

Тесните емисионни линии представляват интерес не само за областите, в които възникват, но и за динамичните взаимодействия между тях и активното ядро.

Отношенията $S = \frac{I(\text{OII}) \lambda_{483} 507}{I(\text{OII}) 483}$ и $\frac{I(\text{NII}) \lambda_{658} 683}{I(\text{NII}) 535}$ са добри индикатори за температурата в ОТЛ. В приближение на ниска електронна плътност ($n_e < 10^4 \text{ cm}^{-3}$) $T = (1+2) \times 10^4 \text{ K}$.

Според отношенията $\frac{I(\text{OII}) 329}{I(\text{OII}) 328}$ и $\frac{I(\text{SII}) 677}{I(\text{SII}) 68}$ (в случаите когато линиите се разрешават) електронната плътност в ОТЛ е $n_e = (3 \times 10^2 + 10^4) \text{ cm}^{-3}$.

Типичната температура $T = (1+2) \times 10^4 \text{ K}$ в ОТЛ и липсата на пряка връзка между нея и степента на йонизация са аргументи в полза на фотойонизацията като механизъм на внос на енергия в ОТЛ.

Алтернативният механизъм, нагряването от ударни вълни, изисква $T > 3 \times 10^4 \text{ K}$ в областите, съдържащи [OIII]. Несъществуването на директна връзка между T и n_e в ОТЛ при условията на фотойонизация, за разлика от теорията на ударните вълни, позволява да се обясни приблизително постоянната температура $T = (1+2) \times 10^4 \text{ K}$ с ефекти на охлаждане от ударно възбудени линии, които се усилват с нарастване на температурата.

В някои Сифърт галактики са наблюдавани по-малки стойности на S , които биха могли да се тълкуват в полза на нагряване от ударни вълни. Но наблюдаваната зависимост за някои Сифърт галактики с нарастването на критичната плътност да нараства ширината на забранените линии показва нарастване на скоростта на газа с нарастване на n_e . Следователно причина за ниските

стойности на S могат да са процесите на ударна деактивация ([39]).

Фотойонизацията, макар и не безапелативно, се налага като най-вероятен механизъм на внос на енергия в ОТЛ ([76]). Наблюдаваният широк диапазон на степени на йонизация изисква по-високо-енергетичен спектър от този на горещите звезди. Законът на континуума е $L_\nu = C\nu^{-n}$, $n=1-2$. Високоенергетичните фотони с такъв произход ($h\nu > 100$ eV) са в състояние да обяснят наличието на Ne^{+4} , Fe^{+7} , Fe^{+9} в близост до източника и ЧЙЗ с H^0 , H^+ , e^- , O^0 , S^+ и силни ударно възбудени линии на O^0 и S^+ .

Светимостта в рекомбинационна линия, например H_β , възникваща в ОТЛ с обем V и коефициент на запълване ϵ , е:

$$L_{H\beta} = n_p n_e \epsilon V \lambda_e.$$

Масата на йонизирания газ е:

$$M = (n_p + n_e) V \mu_e.$$

Приемат се отношенията

$$n_{He} = 0.21 n_p$$

$$n_e = n_p + 1.5 n_{He}.$$

При предположение за сферична симетрия на областта и типични стойности $n_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ и $\epsilon = 10^{-2}$ наблюдаваните светимости $L_{H\beta} = 2 \times 10^8 L_\odot$ позволяват груба оценка за типичните маси и размери на ОТЛ: $M \approx 10^6 M_\odot$, $R \approx 90 \text{ pc}$.

Наблюдавани са различия в червеното отместване за различни линии в Сифърт галактиките: по-силно йонизираните забранени линии като $[OIII]$, $[NeIII]$ ([40]), са отместени по посока на синята област спрямо по-ниско йонизираните забранени линии или Балмеровите линии. Подобно отместване се наблюдава и при $[FeXI]$ $\lambda 7892$ ([41]) и $[FeX]$ $\lambda 6374$ ([42]) (отместена спрямо $[OI]$ $\lambda 6300$ на $\Delta\nu = 120 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$).

При голяма част от Сифърт 2 галактиките съществува зависимост между ширината на забранените линии и критичната плътност: линии с по-големи n_e^{crit} имат по-големи FWHM. При Сифърт

1 и 1.5 галактиките се наблюдава подобна зависимост между FWHM и йонизационния потенциал.

Най-високи степени на йонизация се реализират в близост до централния източник и следователно скоростите там са най-големи. Областите с $n_e \approx n_e^{cr}$ за дадено ниво са най-ефективни в излъчването на линии от това ниво. Корелацията с FWHM е показателна за това, че тези райони се намират в близост до централния източник.

Ширините на забранените линии са подобни на тези на звездните абсорбционни линии в бълджа на спиралните галактики от ранен тип със светимост, близка до светимостта на Сифърт галактиките ([43]). Профилите на тесните емисионни линии имат съществено изразени по-широки крила с $v \approx (1+2) \times 10^3 \text{ km.s}^{-1}$ в сравнение с гаусиана.

При някои забранени линии се наблюдават асиметрии ([77]). Особено изучена е линията [OIII] $\lambda 5007$, като най-ярка в оптичния диапазон и неблендирана. Наблюдава се преференциално по-слабо намаление на синия край на линията. Наличието на поглъщане се подкрепя от множество наблюдения:

1. Особеност при $\lambda 2200$ с $A_v \approx (0.2+1.2)$ ([44]).

2. Излъчване на $\lambda = 10 \mu\text{m}$ (Si) ([45]).

3. Сравняването на пресметнатите и наблюдаваните Балмерови декременти ([46]), както и отношенията на линии на [SII] ([47]) и на [OII] и [SII] дават приблизителна оценка $A_v \approx 1$ ([48]).

4. Измерванията в рентгеновата област дават информация за колонковата плътност N по лъча на зрение в континуума. Отделните облаци имат $N \approx 10^{28} \text{ cm}^{-2}$ ([49]) и $e \approx 10^{-3}$ ([50]). Ако източник на тази оптична дълбочина е електронно разсейване, крилата на наблюдаваните линии налагат ограничението $T_e \approx 10^4 \text{ K}$, съответстващо на големи N . Следователно N не е достатъчно за наличие на съществено електронно разсейване и наблюдаемата оптична плътност се отдава на поглъщане от прах.

5. Наблюдаваните асиметрии могат да възникнат в резултат на потискане на синята част на линията в близост до пика или на червената в близост до основата. Липсата на съществена разлика между скоростта на обекта v_{sys} и скоростта, измерена в близост до пика v_{peak} ([51]), $v_{peak} - v_{sys} = (+1 \pm 16) \text{ km.s}^{-1}$ подкрепя потискането на червената част на линията от поглъщане от прах; в отсъствието на прах линиите биха били статистически симетрични и отместени съответно на скоростта на системата.

Ако преобладаваха орбиталните или произволни движения, асиметриите биха били произволни. Наблюдаваните асиметрии, преференциално в синята област, са в подкрепа на радиални движения, съпроводени от поглъщане от прах.

Ако прахът е смесен с йонизиращия газ или е разположен около центъра или в централната равнина, радиални движения на излъчващия газ навън биха предизвикали асиметрии от този тип - лъчението от по-далечната отдалечаваща се част на ОТЛ е отслабено в по-голяма степен от поглъщане от прах, отколкото лъчението от приближаващата се част.

При предположение за оптично плътни за йонизиращото лъчение облаци, съдържащи прах, съществена част от наблюдаемото лъчение произхожда от по-близката до йонизиращия източник част на облака. Лъчението от по-отдалечените от нас облаци ще претърпява по-малко поглъщане в сравнение с това от по-близките облаци. Наблюдаваните асиметрии са при радиално движение на облациите навътре.

При предположение за зависимост на n_e от разстоянието от

вида $n_e \sim r^{-m}$, то $\Gamma = \frac{\langle \sigma \rangle}{4\pi \sigma_e} \sim r^{m-2}$.

Ако $m=2$, Γ и, следователно, степента на йонизация на предната страна на облациите не зависят от разстоянието. При предположение за оптично плътни облаци степента на йонизация намалява в облака и всички облаци имат подобна йонизационна структура. Дори и скоростите на облациите да зависят от

разстоянието, профилите на линиите няма да зависят от йонизационния потенциал. Вариациите в плътността обаче водят до зависимост на профила от n_e^{cr} .

При $m > 2$, Γ намалява навън и в облаците, близо до йонизационния източник, няма да съществуват високо йонизирани йони, например Ne^{+4} , Fe^{+6} . Тогава с нарастване на йонизационния потенциал χ FWHM биха намалявали. Такава корелация не е наблюдавана; следователно случаят $m > 2$ не е обоснован.

За стойности $m < 2$ Γ намалява навън и високи степени на йонизация могат да възникнат само в облаци, близки до централния източник. За разглежданото поле на скорости FWHM нараства с нарастване на йонизационния потенциал χ .

Следователно, за повечето Сифърт 1 галактики $m \approx 0$ (съществува корелация $FWHM \sim \chi$); за голяма част от Сифърт 2 галактиките, за които $FWHM \sim n_e^{cr}$ $m \approx 2$. Обектите, при които FWHM зависи както от n_e^{cr} , така и от χ , имат $m < 2$.

Най-убедителна е хипотезата за радиално движение навън. Възможен механизъм за ускорение на облаците е радиационното налягане. Възниква проблемът, че налягане, достатъчно силно, за да ускори облаците, би ги разрушило. Друг механизъм е невидим високотемпературен нископлътностен вятър, 'носещ' със себе си навън облаци с високи T и n_e . Прахът е разположен в районите на газа. Налягането на газа е в състояние да обясни $\epsilon \approx 10^{-3}$, оценено от L , n_e и Γ .

Разглеждат се и модели на ОТЛ с цилиндрична симетрия с направление на скоростите по ρ и z , свързани с оста на радиоджета. В този случай асиметриите могат да се обяснят с оптично плътен диск, който не позволява на лъчението от отдалечената част на диска да достига до наблюдателя.

Въвеждането на модерни детектори на електромагнитното лъчение позволи да се открие, че при някои обекти, повечето радиогалактики, емисионни линии на силно йонизирани елементи се

наблюдават на разстояния до 100 крс от ядрото ([73], [74], [75]).

§.5 ПРАХ В АКТИВНИТЕ ГАЛАКТИЧНИ ЯДРА

Поправките за поглъщане от прах в светимостите на линиите и континуума са съществени за изучаване източника на енергия и механизма на йонизация. Прецизно коригираните за поглъщането относителни интензитети в линиите са от значение за определяне физическите параметри на газа, като T и n , и изучаване относителните обилия на елементите.

Измерванията на Балмеровите декременти на Сифърт галактиките още през 70-те години ([52], [53]) дадоха стойности, които не можеха да бъдат обяснени единствено с рекомбинация и междузвездно почервяване. Уомплър ([47]) проверява хипотезата за наличие на прах в АГЯ, измервайки отношението на линиите

[SII] $\lambda 10320$ и [SII] $\lambda 4072$ $\frac{I(S^2H)}{I(D^2H)}$, възникващи от едно и също горно ниво, което не е чувствително към физическите условия в газа. Той установява забележимо почервяване при множество галактики.

Измерените значително по-малки от очакваните отношения на L_α и други широки линии към Балмеровите линии добре се

обясняват с поглъщане от прах. За по-малките стойности на $\frac{I(L_\alpha)}{I(L_\beta)}$

, $\frac{I(L_\alpha)}{I(L_\beta)}$ отношенията са от значение и ефектите, породени от голямата оптична дълбочина в ЧЙЗ на $R > R_s$ и ударното възбуждане на нива с $n=2$ ([54], [9]).

Съгласно [1] ограниченията в колонковата плътност дават

$\frac{I(L_\alpha)}{I(L_\beta)} \approx 10^\alpha$, а измерените са $\frac{I(L_\alpha)}{I(L_\beta)} \approx 2 \epsilon$. Наблюдаваните отношения

$\frac{K(4.139)}{K(4.485)}$ и $\frac{K(0.139)}{K(0.816)}$ са 4 и повече пъти отслабени в сравнение с очакваните и съществен принос за това има поглъщането от прах ([55]).

Поляризацията при някои емисионни линии, както и в континуума, наблюдавана при Сифърт галактиките, може да се обясни с разсейване от прах ([56]). Наблюдаваното излъчване в $\lambda = 3.3\mu\text{m}$ и поглъщане в $\lambda = 10\mu\text{m}$ (Si) могат да се коментират като породени от прах.

Разбира се, съществуват и алтернативни тълкувания на наблюденията. Поляризацията в линиите на някои АГЯ се обяснява с разсейване от електрони ([57], [58]). Аргумент против наличието на прах е и липсата на особености в областта на $\lambda 2200$ при някои АГЯ, което се счита за присъща характеристика на праха ([59]). Особеността при $\lambda 2200$ не е универсален тест за наличието на прах; тя дори не съпътства праха в Галактиката ([60]).

Налага се изводът, че наличието и количеството на праха трябва да се оценяват независимо за всеки обект.

Единствената добре позната крива на поглъщане е за звездите от Галактиката в близост до Слънцето: $\tau_\lambda = C f(\lambda)$, където C зависи от звездата, а функцията $f(\lambda)$ е еднаква за всички звезди, т.е. свойствата на праха в наблюдаваната област са сходни.

Приема се опростен закон на поглъщане в Сифърт галактиките от вида: $\tau_\lambda = D \lambda^{-1}$, където D зависи от количеството прах и се определя в съгласие с приетия модел.

Това разглеждане е приближено, тъй като има разлика между разсейването от прах по лъча на зрение и от прах, разположен в обекта. Радиационното поле, действащо разрушително на праха в АГЯ, е много по-мощно от това в Галактиката; произходът му вероятно е различен от Галактичния, следователно се очакват различия в свойствата на праха. Предполага се, че в АГЯ прахът

е по-малко и е по-дребнозърнест в сравнение с този в Галактиката. Очаква се и по-голямо относително наличие на С и Fe.

Законът за поглъщане от UV до IR диапазона, както и особеността при $\lambda 2200$ в Галактиката добре се обясняват като произхождащи от смес от Si и графит ([61], [62]). Модели, описващи наблюдаваната поляризация в някои Сифърт галактики, предполагат размери на поглъщащите пращинки, около 3 пъти по-малки от тези в Галактиката ([63], [56]).

Количествените оценки на поглъщането от прах в ОШЛ са затруднени ([64]). Балмеровите декременти не са подходящи, тъй като принос за по-малките наблюдавани стойности имат ефекти на голяма оптична плътност, ударно възбуждане на Балмерови линии, поглъщане от прах и е трудно количествено да се определи ролята на поглъщането от прах. Предсказаните от рекомбинационната

теория отношения за линиите на HeII са $\frac{I(\lambda 3204)}{I(\lambda 4885)} = 0.3$.

$I(\lambda 3204)$, уви, не може да се измери прецизно поради множеството линии в този район. Ако разпределението на праха следва облачната структура на газа, заемащ малка част от обема, континуумът следва да се влияе в по-малка степен от поглъщането в сравнение с емисионните линии.

Диагностичните диаграми на $I(L_\alpha)/I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ за ОТЛ в Сифърт галактиките позволяват да се определи приносът на поглъщане от прах ([65]). Съгласно [66] $E(B-V)=0.1-0.6$ за няколко Сифърт галактики. Отношенията

$$\frac{I(\lambda 7320)}{I(\lambda 3263)} \text{ и } \frac{I(\lambda 4885)}{I(\lambda 6717)}$$

също се считат за добър индикатор на поглъщане от прах ([59]).

Възниква въпросът, доколко оцененото диференциално

поглъщане, например $\frac{I(\lambda 1030)}{I(\lambda 4077)}$, в ОТЛ е валидно в цялата област и евентуално в ОШЛ.

Карлтън ([67]) отбелязва, че спектрите с широки линии позволяват наличие на малко прах. Профилите на забранените линии повишават асиметрията си с нарастване на критичната плътност. Той обяснява наблюденията си за Сифърт 1 галактиките с разпределение на праха в диск или тороид с размери, приблизително 10-20 пъти радиуса на ОШЛ.

Действително присъствието на големи количества прах в ОШЛ не е логично, тъй като той би се нагрял силно и разрушил в напълно йонизираните части на облаците ([68]). Сравняване на наблюдаваните интензитети на резонансни и нерезонансни линии налага отношението ([69]):

$$(\text{прах/газ})_{\text{ОШЛ}} \approx 10\% (\text{прах/газ})_{\text{галактика}}.$$

Приема се дискова симетрия на разпределението на праха в ОТЛ, както и на газа ([70], [71]).

ГЛАВА 2

ОБРАБОТКА НА НАБЛЮДАТЕЛНИЯ МАТЕРИАЛ

Спектрите на астрономическите обекти, получени с ITS (Електронно Оптичен Преобразовател), фактически са двумерни обекти, които съдържат както спектрите за сравнение, така и спектъра на обекта и спектъра на нощното небе, попадащо в процеп на спектрографа. Това обяснява двойствената природа на обработката на данните - като двумерни изображения за начало, от които се отделят класическите едномерни спектри.

Дипломната работа се базира на наблюдения получени в Кримската астрофизическа обсерватория и НАО 'Рожен'.

Списък на изследваните Сифърт 1 галактики е представен в Таблица 1. Означенията на колони 1-4 имат стандартното за астрофизиката значение. Последната колона дава броя заснети спектри за даден обект, включително и в различни спектрални участъци.

Спектрите на обектите Mrk 871, Akn 564 и Mrk 876 са получени с 2.6-м телескоп на Кримската астрофизическа обсерватория с помощта на спектрограф с 3-каскаден ЕОП 'УМ-92' с електромагнитна фокусировка. Дисперсията е около $90 \text{ \AA} \cdot \text{mm}^{-1}$.

Галактиките Mrk 335, III Zw 2, Mrk 352, Mrk 590, Mrk 1040, Mrk 595, Mrk 372, 3C120, Akn 120, NGC 7469, Mrk 304, Mrk 509, MCG 8-11-11, Mrk 348 и NGC 6951 са наблюдавани с 2-м телескоп на НАО 'Рожен'. Използван е спектрограф UAGS и 3-каскаден ЕОП XX1063 с електристатична фокусировка. Дисперсията е $50 \text{ \AA} \cdot \text{mm}^{-1}$.

Всички спектри са сканирани с микроденситометъра 'Джойс-Льобъл' MDM-6 на НАО 'Рожен'.

Обработката на наблюдателния материал е извършена с пакета SPEC на MIDAS.

MIDAS е инсталиран на DECstation 5000/25. Системата работи под управлението на операционната ситема ULTRIX - това е UNIX за DEC. Комплектовката на системата включва:

1. Работна станция DECstation 5000/25 с 24 MBt RAM, XWindows и OSF Motif, 1,5 GBt HDD;
2. Графичен терминал GraphOn;
3. Лазерен принтер PostScript;
4. DAT - устройство за архивиране на данните - 2 GBt;
5. CDROM - устройство - 660 MBt;
6. 3,5" FDD - 1,44 / 2,88 MBt;

Пристъпваме към описание на методиката на обработка, като паралелно ще даваме резултатите получени при прилагането на всяка стъпка върху нашите спектри.

1. ЛИНЕАРИЗИРАНЕ НА ИЗОБРАЖЕНИЯТА

Фотографската емулсия, която е крайният детектор при използването на ITS, е нелинеен приемник. Това налага преминаването от плътности на почернението в интензитети, като се отчете характеристикната крива на емулсията. За последното не е необходимо да се знае спектралната ѝ чувствителност, защото практически екраните на ITS светят в монохроматична светлина. Възможностите за тази трансформация са две:

а) известна е аналитичната зависимост, свързваща почернението и интензитета за дадена емулсия - с командата COMPUTE/IMAGE;

б) връзката почернение - интензитет е представена в табличен вид (обикновено след сканиране на впечатан клин, тръбен фотометър или др.) - с командата ITF/IMAGE (в този случай се предполага достатъчно гладка връзка по цялото поле, което почти винаги е изпълнено).

2. ОТДЕЛЯНЕ НА СПЕКТРИТЕ НА ОБЕКТА, СПЕКТЪРА ЗА СРАВНЕНИЕ И НА НОЩНОТО НЕБЕ ОТ ИЗХОДНИТЕ КАДРИ

Възможни са два метода за отделяне на интересуващите ни участъци от изображението:

а) С командата EXTRACT/SPECTRUM от пакета LONG. За целта предварително се определят границите на спектъра на обекта и на спектрите за сравнение с GET/CURSOR, а спектърът на нощното небе се отчита автоматично след като е зададен предварително с FIT/SKY_SPECTR;

б) С командата GET/CURSOR се определят участъците от изображението, включващи спектъра на обекта 'o', двата спектъра за сравнение 's1' и 's2' и два спектъра на нощното небе от двете страни на обекта 's1' и 's2'. С командата AVERAGE/ROW получаваме едномерни спектри на избраните области. Обикновено от двата спектъра за сравнение и на нощното небе се конструират по един спектър с командата AVERAGE/IMAGE.

В спектъра на нощното небе е включен и фонът от светенето на екрана на ITS и химическият фон на фотоемулсията. Поради това не се налага специална корекция за това.

3. ОТЧИТАНЕ НА СПЕКТЪРА НА НОЩНОТО НЕБЕ И ФОНА

'Чистият' спектър на обекта се получава след изваждането на спектъра на нощното небе с командата COMPUTE/IMA. Същата процедура се прилага и за спектъра за сравнение.

На фигури 1 и 2 (фигури 1-20 и таблици 1-5 са приложени в края на глава 2) е представен спектърът на обект в областта на H_{α} и H_{β} без да е изваден спектърът на нощното небе. На фигури 3 и 4 са показани спектри на обекти в областта на H_{α} и H_{β} с изваден спектър на нощното небе. Фигури 5 и 6 са пример на спектър за сравнение в H_{α} и в H_{β} , коригиран за фона на плаката.

4. КАЛИБРОВКА НА СПЕКТЪРА ПО ДЪЛЖИНА НА ВЪЛНАТА

Трансформацията оригинално пространство - трансформирано пространство (пиксели) се дава с полином, чийто коефициенти се изчисляват чрез регресионен анализ на линиите от спектъра за сравнение с известни положения и в двете пространства.

а) Идентификация на линиите в спектъра за сравнение - провежда се в пет стъпки:

- маркиране на линиите в спектъра за сравнение със SEARCH/LINE;

- първоначална интерактивна идентификация на някои от линиите в спектъра за сравнение (по възможност единични и по-ярки 10 - 30 линии) с командата IDENTIFY/LINE;

- окончателна идентификация с CALIBRATE/LINE. Изчисляват се дисперсионните коефициенти използвайки вече идентифицираните

линии. От таблицата с линии за сравнение се идентифицират допълнителни линии, което уточнява дисперсионната крива.

На фигури 7 и 8 са представени две дисперсионни криви в H_{α} и в H_{β} областите;

- проверка на идентификацията с PLOT/IDENTIFICATION и PLOT/CALIBR. В случай на неудовлетворителна идентификация, втората и третата стъпки се повтарят с уточняване на базовите линии;

- преминаване от пиксели към дължини на вълните с REBIN/WAVE.

Необходима е таблица с лабораторните дължини на вълните на спектъра за сравнение - в случая "He+Ar" или "He+Ne+Ar" или на лампа с кух катод "Fe+Ne". Обикновено не е необходима цялата таблица, а само част от нея, обхващаща изследвания спектрален диапазон. Извадката от таблицата се прави с командите SELECT/TABLE и COPY/TABLE. Калибровката по дължина на вълната и интерполацията запазват разпределението на потока в спектъра.

Резултатите от обработката на спектъра за сравнение с цел калибровка по дължина на вълната са показани в таблици 2 и 3 за два примерни спектъра за сравнение в H_{α} и H_{β} . В колоните 'WAVE', 'WAVEC', 'IDENT' са дадени зададените дължини на линиите, измерените дължини и дължините на идентифицираните линии съответно.

б) Привързване на спектъра на обекта към същата скала на дължини на вълните ;

в) Определяне на червеното преместване в спектъра на обекта - за целта е полезна таблица с наблюдаваните и отъждествени линии.

На фигури 9-18 е представена извадка на калибрираните по дължина на вълната спектри с идентификацията на наблюдаваните емисионни линии.

5. КАЛИБРОВКА НА СПЕКТЪРА ПО ПОТОК

Ако паралелно с обекта е наблюдавана и стандартна звезда с известно разпределение на енергията в спектъра, то

а) спектърът на последната се обработва по същата процедура, както по-горе;

б) определя се кривата на реакция на системата 'телескоп + спектрограф + ЕОП + фотографска емулсия' с командата RESPONSE/SPECTRUM;

в) определя се въздушната маса за корекция на потоците извън границата на земната атмосфера с командата COMPUTE/AIRMASS (средната въздушна маса не е равна на въздушната маса за 'средата' на експозицията - особено при големи зенитни отстояния - т.е. близо до хоризонта);

с) спектърът на обекта се прехвърля в абсолютни единици поток [$\text{ergs.cm}^{-1}.\text{cm}^{-1}.\text{sec}^{-1}.\text{\AA}^{-1}$] с командата CALIBRATE/FLUX. Като допълнение, с тази команда може да се отчете и атмосферното поглъщане;

д) атмосферното поглъщане може да се отчете отделно с командата EXTINGUISHION/SPECTRUM.

Средната корекция за атмосферното поглъщане не е равно на стойността λ за 'средата' на експозицията - особено при големи зенитни отстояния - т.е. близо до хоризонта.

Ако не е наблюдавана стандартна звезда, то

а) континуумът се нормира към единица, като се раздели наблюдавания спектър със силно изгладен континуум. Последният се определя по два начина:

- интерактивно с командата NORMALIZE/SPECTRUM. На фигури 19 и 20 е илюстрирано прекарването на континуум за два обекта в H_{α} и H_{β} ;

- чрез делене на себе си силно филтрираният и изгладен спектър на обекта, като най-често се прилагат медианен филтър и пълзящо средно. Сплайн фитиране може да се приложи, като за целта данните за континуума трябва да се превърнат от таблица в изображение - CONVERT/TABLE.

За определянето на потоците в линиите е нужно:

а) определят се положенията на спектралните линии - обикновено интерактивно с командата CENTER/MOMENT GCURSOR или с CENTER/GAUSS - CENTER/UGAUSS.

Таблицы 4 и 5 илюстрират прилагането на командите CENTER/MOMENT и INTEGRATE/SPECTRUM. Колоната 'XCEN' представя измерения център на линията, в колоната 'WAVE_Z' са дадени коригираните за червеното преместване дължини на линиите, а в 'WZ_XC' - разликата на стойностите в предишните две колони.

б) явните дефекти се отстраняват с командата MODIFY/GCURSOR. Полезно е позициите на линиите да бъдат записани в подходяща таблица;

в) определят се интензитетите и еквивалентните ширини на линиите с командата INTEGRATE/LINE.

За успешната редукция на спектрите са необходими поне три таблици с данни:

1. Таблица с лабораторни дължини на вълните - напр. 'HeAr.tbl', 'HeNeAr.tbl', 'FeNe.tbl' и др., отговарящи на лампата за спектъра за сравнение към използвания спектрограф. Тези таблици съдържат поне една колона - 'wave'. Ако за изследвания обект е известно червеното преместване, може да се използва 'wave = wave*(1+z)' за да се премине директно към системата дължини на вълните в обекта.

2. Таблица с потоците на стандартните звезди, съдържаща поне три колони - 'wave', 'bin' и 'flux'.

3. Таблицы с коефициентите на атмосферното и междузвездното поглъщане. Прието е използваните закони за междузвездното поглъщане да бъдат нормализирани към $A_V/E(B-V) = 3.1$ за 5500 \AA .

С описаната методика са обработени всички спектри включени в Таблица 1. Конкретните стъпки и команди за обработката на спектъра на даден обект в даден спектрален диапазон са дадени в Приложението.

ГЛАВА 3

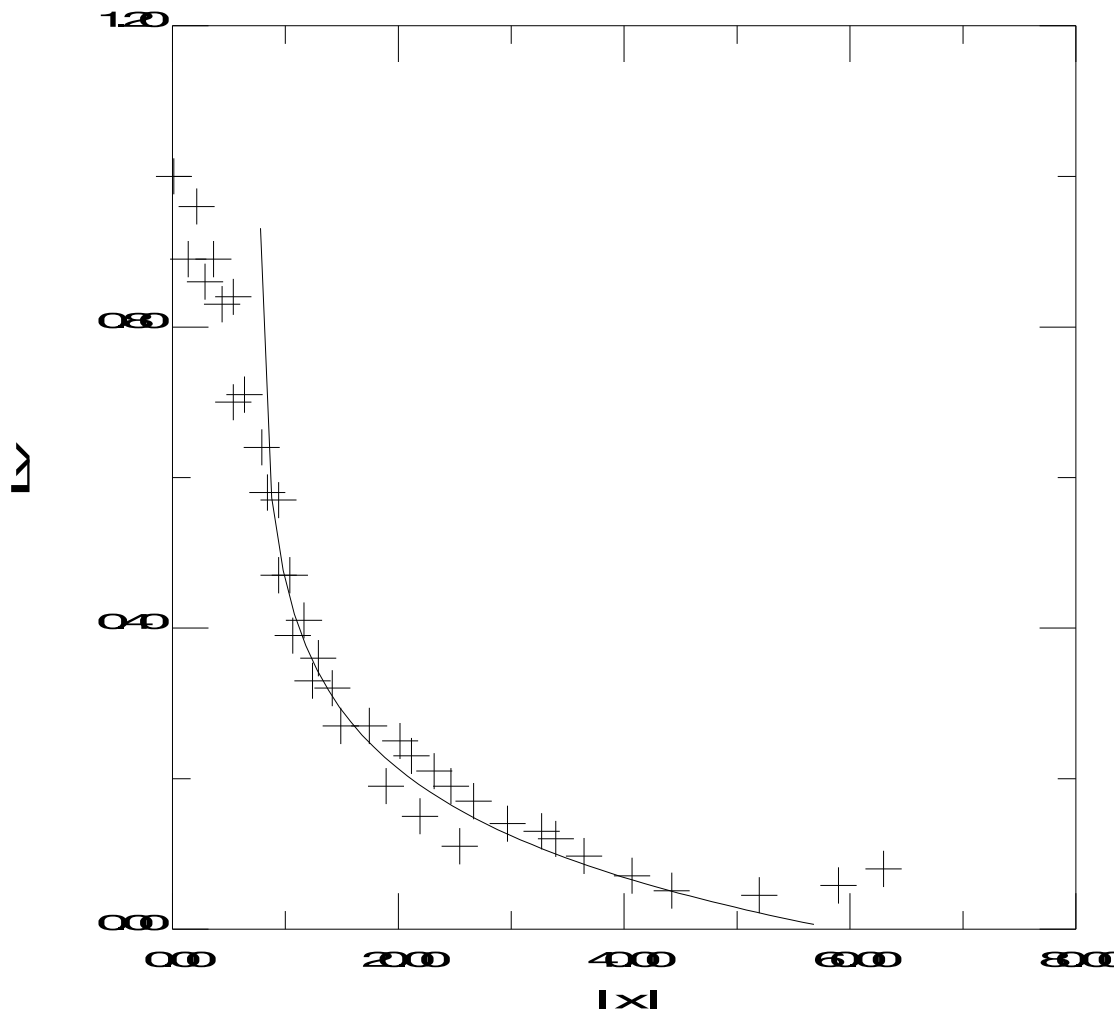
РЕЗУЛТАТИ

След проведената обработка получихме следните резултати:

1. Профилите на наблюдаваните от нас H_{β} линии са симетрични и с изключение на тясна ядрена област добре се апроксимират с логаритмичен профил ([79]):

$$L_{\nu} \sim \ln|x|^{-1},$$

където x е безразмерната честота. На фигура 24 е показан резултатът от такава логаритмична апроксимация за линията H_{β} в спектъра на галактиката Akn 564.



Фигура 24

Радиално движение на оптично тънки и изотропно излъчващи облаци облаци е един механизъм за образуване на логаритмичните профили.

Логаритмичните профили възникват и при най-общия случай, в който е изпълнено изискването $\epsilon_c n_c 2\pi R^2 \sim udu$.

Това би обяснило логаритмичните профили на широките линии и в приближение на оптично плътна среда, когато фотоните от Лайман континуума се поглъщат от облака.

В съгласие с приетия модел, относителната гладкост и логаритмичният закон на профилите изискват силите на съпротивление да не са съществени спрямо другите

действащи сили. В противен случай скоростите на облаците биха били по-малки и радиално движещите се навън облаци биха имали максимум на скоростта си. В резултат на ускоряването и забавянето на облаците резултатният профил би се състоял от два припокриващи се профила и не би бил логаритмичен.

Широките емисионни линии с логаритмичен профил могат да се обяснят и с орбитални движения на гравитационно свързани облаци по приблизително кръгови орбити около централния обект. Главният проблем е, че диференциалните сили на Пойнтинг-Робъртсън на UV лъчите превръщат сферичния облак в цилиндрично симетричен, за време, сравнимо с орбиталния период. Така деформираният облак е непълно йонизиран и не е в състояние да излъчва линиите, типични за ЧЙЗ.

Излъчването от въртящ се газов диск също е в състояние да породи широки линии с логаритмичен профил. Съгласно пресметнатите модели би трябвало да съществува значително самопоглъщане в линиите и източникът на йонизация да не е в равнината на диска.

Въпреки многообразието на физически ситуации, които биха могли да предизвикат наблюдаваните широки линии, гладкостта и логаритмичният им профил налагат някои ограничения: моделите на орбитално движещи се облаци и на въртящ се газов диск не са непротиворечиви. Най-вероятен е моделът на радиално движещи се навън облаци с типични размери $r \approx 10^{12}$ см, при който разредената междузвездна среда с $\hat{T} \approx 10^8 \text{K}$ не е източник на съществени сили на съпротивление.

2. Резултатите ни за 5 обекта потвърждават наблюдаваната от много автори корелация между ширината на линиите в спектрите на Сиферт 1 галактиките FWHM и

Йонизационния потенциал χ : FWHM расте с нарастване на χ (Таблица 6).

Таблица 6

Йон	$\lambda, \text{\AA}$	χ, eV	FWHM Mrk871	FWHM N7469	FWHM Mrk104 0	FWHM M81111
[SII]	6730.7 4	1.83	-	575±22	442±22	-
[SII]	6716.5 2	1.84	492±22	591±22	357±22	-
[OI]	6300.3 1	1.96	671±24	-	514±24	596±24
[OI]	6363.8 2	1.96	-	709±23	487±23	464±23
[OIII]	4958.9 5	2.50	1070± 30	-	-	1107±30
[OIII]	5006.8 8	2.50	921±30	-	-	1290±30

Забележка: FWHM е в km.s^{-1} . Там където липсват данни, или линията е била слабо изразена, или се е припокривала с други линии.

Най-висока степен на йонизация се осъществява в близост до централния източник. Следователно полето на скорости там е най-голямо. Като се отчете корелацията $\text{FWHM} \sim n_e^{c_x}$ за Сифърт 2 обектите и фактът, че в области с голям диапазон на n_e , подобластите с $n_e \approx n_e^{c_x}$ за даденото ниво имат най-голям принос в излъчването в линията, възникваща от това ниво, налага се модел, при който полето на скоростите намалява навън и законът за изменението на Γ с разстоянието е $\Gamma \sim r^{-2}$.

3. За разглеждане на асиметриите на забранените линии в спектрите на изследваните от нас галактики въведохме следните количествени характеристики на линията съгласно [77]:

а) Ширина на линията W_{20} , W_{50} и W_{80} в km.s^{-1} измерени на нива съответно 20%, 50% и 80% от височината на линията, като $W_{20}=V_7-V_6$, $W_{50}=V_6-V_2$ и $W_{80}=V_5-V_3$ (фигура 25);

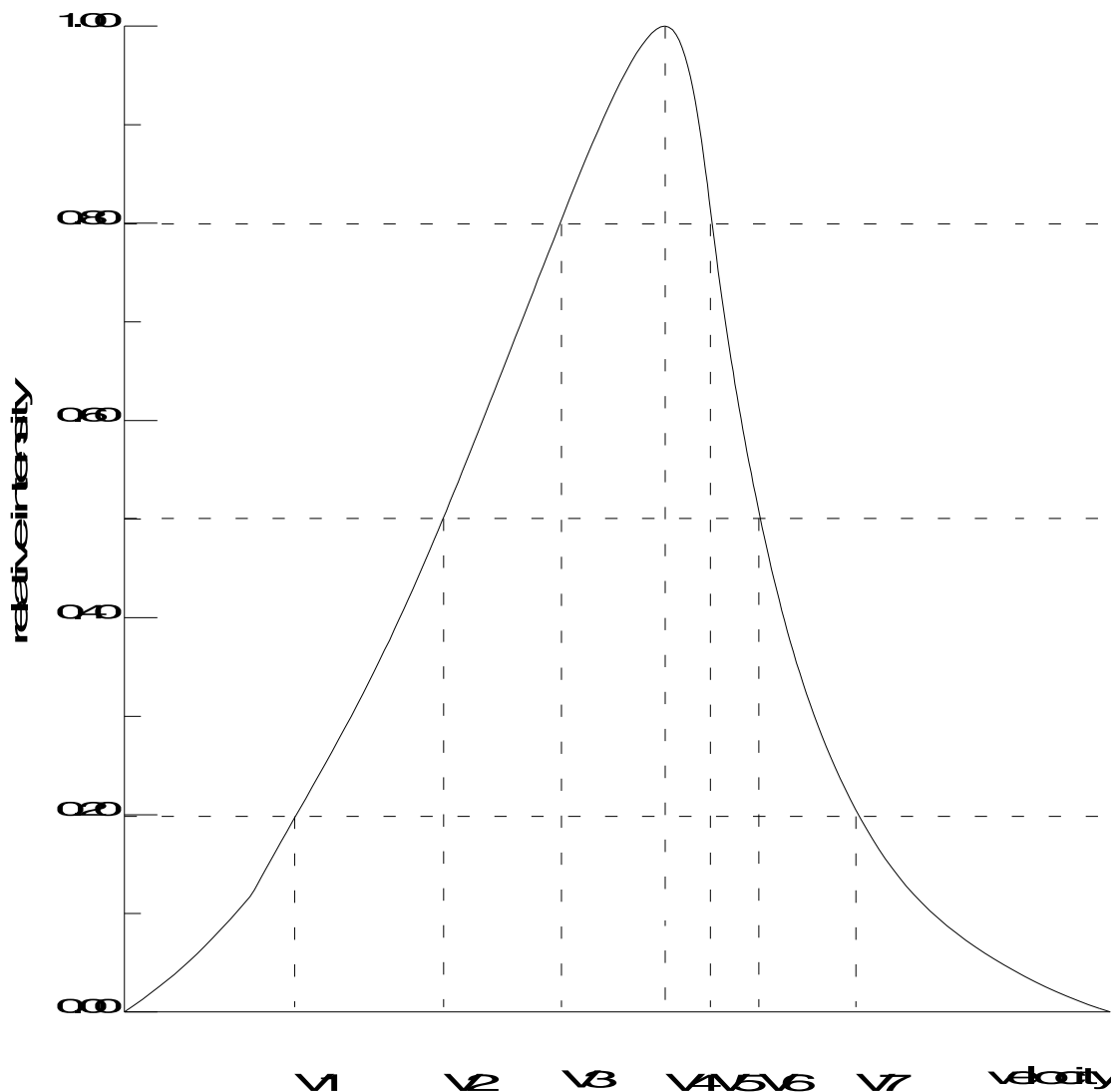
б) Отместване от центъра на линията C_{20} , C_{50} , C_{80} на нива съответно 20%, 50% и 80%, като отместванията към червения край на линията са положителни и $C_{20}=(V_1+V_7)/2-V_4$, $C_{50}=(V_2+V_6)/2-V_4$ и $C_{80}=(V_3+V_5)/2-V_4$.

Измерват се отношенията W_{20}/W_{50} , W_{80}/W_{50} , C_{20}/W_{50} , C_{50}/W_{50} и C_{80}/W_{50} .

Количествените оценки в смисъла на горевъведените означения са дадени в таблица 7 за линиите [OIII] $\lambda 4959$ и [OIII] $\lambda 5007$, показани на фигури 21-23 (показани в края на глава 3) ; изследвахме тези линии като най-силни и неблендирани.

Таблица 7

Обект, линия	W_{20}/W_{50}	W_{80}/W_{50}	C_{20}/W_{50}	C_{50}/W_{50}	C_{80}/W_{50}
M81111, [OIII] 50 07	$1.638 \pm$ 0.076	$0.560 \pm$ 0.044	$-0.068 \pm$ 0.030	$-0.032 \pm$ 0.029	$-0.038 \pm$ 0.029
Akn 564, [OIII] 49 59	$1.559 \pm$ 0.128	$0.573 \pm$ 0.080	$-0.196 \pm$ 0.060	$-0.056 \pm$ 0.053	$-0.022 \pm$ 0.051
Mrk 876, [OIII] 49 59	$1.861 \pm$ 0.136	$0.515 \pm$ 0.072	$-0.637 \pm$ 0.078	$-0.130 \pm$ 0.054	$-0.001 \pm$ 0.047



Фигура 25

Отчитеме добро съгласие с резултатите, получени в [77].

Без да могат да служат като повод за заключения поради ограничения си брой, изследваните спектри потвърждават липсата на систематично отместване между скоростта, съответна на пика и скоростта на галактиката, регистрирано освен от [77], и от много други автори.

Най-приемливо е тълкуването на резултатите в смисъл на радиално движение навън на облаците,

излъчващи тесни емисионни линии, в намаляващо навън поле на скоростта, съчетано с поглъщане от разположен в централната област прах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С пакета MIDAS са обработени 43 спектъра в оптичния диапазон на 18 Сифърт 1 галактики.

Резултатите, получени в резултат на тази обработка потвърждават широко известната зависимост $FWHM \sim \chi$, подкрепят установения вече логаритмичен профил на някои широки линии и представят измерени асиметрии на линиите [OIII] $\lambda 4959$ и [OIII] $\lambda 5007$ в добро съгласие с работи по същата тематика, макар и не на тези обекти.

В заключение, най-малко противоречив модел на ОШЛ включва радиално движение навън на облаци йонизиран газ в гореща междуоблачна среда. Резонно е разглеждането на цилиндрична симетрия, при което широките линии възникват в конуси, разделени от акреционен диск. Най-големи скорости и потенциали на йонизация се реализират в близост до централния източник. Механизмът на внос на енергия е фотойонизация, която е в състояние да обясни широкия диапазон от степени на йонизация на забранените линии. Наблюдаваните асиметрии в профилите на някои забранени линии предполагат поглъщане от прах.

Бъдеще развитие на изследването на Сифърт 1 галактики включва разглеждане на повече обекти с цел построяване на някои статистически зависимости, както и изучаване на спектри на тези обекти с по-широк обхват в оптичния диапазон. Планираме и фитиране на наблюдаемите асиметрични профили с теоретично пресметнати с цел

получаване допълнителна информация от вида: размери на
ОТЛ, поле на скоростите, оптична дълбочина.

БЛАГОДАРНОСТИ

Горещо благодаря на научния си ръководител д-р Георги Петров за безотказната подкрепа през цялото време на подготовка на работата, за предоставената възможност за работа с пакета MIDAS и за съветите по обработка с този пакет и специално за оформяне на Приложението.

Благодарна съм за съдействието от страна на рецензента д-р Антон Стригачев.

Специални благодарности за помощта на докторант Бойко Михов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Kwan, J. & Krolik, J., 1981, Ap.J, 250, 478
- [2] Clavel, J. & Joly, M., 1984, A&A, 131, 87
- [3] Capriotti, E., Foltz, C. & Byard, P., 1980, Ap.J, 245, 396
- [4] Richstone, D., Ratnatunga, K. & Schaeffer, J., 1980, Ap.J, 240, 1
- [5] Drake, S. & Ulrich, R., 1980, Ap.J Suppl., 42, 177
- [6] Canfield, R. & Peutter, R., 1980, Ap.J, 236, L7
- [7] Collin-Souffrin, S., Delache, P., Dumont, S. & Frisch, H., 1981, A&A, 104, 264
- [8] Collin-Souffrin, S., Dumont, S. & Tully, J., 1982, A&A, 106, 362
- [9] Kwan, J., 1984, Ap.J, 283, 70
- [10] Kwan, J. & Krolik, J., 1979, Ap.J, 233, L91
- [11] Netzer, H., 1980, Ap.J, 236, 406
- [12] Netzer, H., & Wills, B., 1983, Ap.J, 275, 445
- [13] Holt, S. et al., 1980, Ap.J, 244, L13
- [14] Mushotzky, R., 1982, Ap.J, 256, 92
- [15] Reichert, G., 1984, talk at Santa Cruz Workshop
- [16] Mathews, W., 1974, Ap.J, 189, 23
- [17] Mathews, W., Blumenthal, G. & Grandi, S., 1980, Ap.J, 235, 471
- [18] Levich, E. & Sunyaev, R., 1970, Ap. letters, 7, 69
- [19] Krolik, J., McKee, C. & Tarter, C., 1981, Ap.J, 249, 422
- [20] Mathews, W., 1982, Ap.J, 258, 425
- [21] Wilkes, B. & Carswell, R., 1982, MNRAS, 201, 645
- [22] Ulrich, M. & Boisson, C., 1983, Ap.J, 267, 515
- [23] Wilkes, B., 1984, MNRAS, 207, 73

- [24] Junkkarinen, V., Burbidge, E. & Smith, H., 1983, *Ap.J*, 265, 51
- [25] Blumenthal, G. & Mathews, W., 1979, *Ap.J*, 233, 479
- [26] Mathews, W., 1976, *Ap.J*, 207, 351
- [27] Allen, A., 1984, *MNRAS*, 210, 147
- [28] Ferland, G. & Elitzur, M., 1984, preprint
- [29] Hubbard, E. & Puetter, R., 1983, *Ap.J*, 265, 35
- [30] Raine, D. & Smith, A., 1981, *MNRAS*, 197, 339
- [31] Gerbal, D. & Pelat, D., 1981, *A&A*, 95, 18
- [32] Van Groningen, E., 1983, *A&A*, 126, 363
- [33] Sticke, J., Liebert, J., Maccacara, T., Griffiths, R. & Steiner, J., 1982, *Ap.J*, 252, L9
- [34] MacAlpine, G., Davidson, K., Gull, T. & Wu, G., 1984, preprint
- [35] Osterbrock, D. & Shuder, J., 1982, *Ap.J Suppl.*, 49, 149
- [36] De Robertis, M., 1985, preprint
- [37] Shuder, J., 1984, *Ap.J*, 280, 491
- [38] Van Groningen, E. & de Bruyn, A., 1985, preprint
- [39] Fillipenko, A. & Halpern, J., 1984, *Ap.J*, 285, 485
- [40] Feldman, F. & MacAlpine, G., 1987, *Ap.J*, 221, 486
- [41] Grandi, S., 1978, *Ap.J*, 221, 501
- [42] Wilson, A., 1979, *Proc. Roy. Soc. London, A*, 366, 461
- [43] Meners, E. & Wilson, A., 1984, *A&A*, 136, 206
- [44] Penston, M. et al., 1981, *MNRAS*, 196, 857
- [45] Rieke, G., 1978, *Ap.J*, 226, 550
- [46] Koski, A., 1978, *Ap.J*, 223, 56
- [47] Wampler, E., 1971, *Ap.J*, 164, 1
- [48] Malkan, M., 1983, *Ap.J*, 264, L1
- [49] Whittle, M., 1984, *MNRAS*, 211, 321
- [50] Krolik, J. & Vrtilik, J., 1984, *Ap.J*, 279, 521
- [51] Mirabel, I. & Wilson, A., 1984, *Ap.J*, 277, 92

- [52] Osterbrock, D. & Parker, R., 1965, *Ap.J*, 141, 892
- [53] Oke, J. & Sargent, W., 1968, *Ap.J*, 151, 807
- [54] Weisheit, J., Shields, G. & Tarter, C., 1981, *Ap.J*, 245, 406
- [55] MacAlpine, G. & Feldman, F., 1982, *Ap.J*, 261, 412
- [56] Martin, P., Stockman, H., Angel, J., Maza, J. & Beaver, E., 1982, *Ap.J*, 255, 65
- [57] Antonucci, R. & Miller, J., 1985, preprint
- [58] Goodrich, R. & Miller, J., 1994, *Ap.J*, 434, 82
- [59] Malkan, M. & Oke, J., 1983, *Ap.J*, 265, 92
- [60] Clayton, G. & Martin, P., 1985, *Ap.J*, 288, 588
- [61] Hong, S. & Greenberg, J., 1980, *A&A*, 88, 194
- [62] Draine, B & Lee, H., 1984, *Ap.J*, 285, 89
- [63] Bode, M. & Evans, A., 1982, *Ap.J*, 254, 263
- [64] Goodrich, R., 1995, *Ap.J*, 440, 141
- [65] Gaskell, C. & Ferland, G., 1984, *PASP*, 96, 393
- [66] Ferland, G. & Osterbrock, D., 1984, *Ap.J*, 287, 321
- [67] Carleton, N., Willner, S., Rudy, R. & Tokunaga, A., 1984, *Ap.J*, 284, 523
- [68] Hyland, A. & Allen, D., 1982, *MNRAS*, 199, 943
- [69] Shuder, J., 1979, *Ap.J*, 230, 348
- [70] Tohline, J. & Osterbrock, D., 1982, *Ap.J*, 252, L49
- [71] Lawrence, A. & Elvis, M., 1982, *Ap.J*, 256, 410
- [72] Ulrich, M., 1992, ESO preprint No 821
- [73] Tadhunter, C. & Tsvetanov, Z., 1989, *Nature*, 341, 442
- [74] Fosbury, R., 1996, ESO preprint No 1134
- [75] Viegas, S. & Almudena Prieto, M., 1992, ESO preprint No 831
- [76] Simpson, C., Ward, M., Clements, D. & Rawlings, S., 1996, ESO preprint No 1137
- [77] Vrtilik, J. & Carleton, N., 1985, *Ap.J*, 294, 106
- [78] Vrtilik, J., 1985, *Ap.J*, 294, 121

[79] Blumenthal, G. & Mathews, W., 1975, Ap.J, 198, 517