

СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ

“ Св. КЛИМЕНТ ОХРИДСКИ “

Физически факултет

Катедра “ Астрономия ”

ДИПЛОМНА РАБОТА

на Мариела Симеонова Пешева

Тема : *Спектрофотометрия и фотометрия на*
галактиката Аkn 564

Ръководител катедра :

проф. д.ф.н. Г. Иванов

Научен ръководител :

ст.н.с. II ст. д-р Г.Петров

СОФИЯ , 1997

СЪДЪРЖАНИЕ

Въведение	1
I. Природа на Активните Галактични Ядра	2
§1. Исторически бележки	2
§2. Класификация и особености на Сифъртовите галактики	3
II. Структура на AGN	6
§1. Модел на BLR	6
§2. Формиране на широките емисионни линии	9
2.1. Рекомбинация	9
2.2. Ударно възбуждане	10
§3. Област на формиране на тесните емисионни линии	14
§4. Източник на енергия	17
III. Определяне физическите характеристики на Сифъртовите галактики.	19
IV. Разпределение на повърхностната яркост при галактиките	20
V. Галактики с висока повърхностна яркост	27
VI. Спектрофотометрия и фотометрия на галактиката Akn 564	28
§1. Спектрофотометрия	28
§2. Повърхностна и звездна фотометрия на Akn 564	31
2.1. Апаратура и наблюдателни данни	32
2.2. Звездна фотометрия	33
2.3. Повърхностна фотометрия	36
VII. Резултати	37
Заклучение	39
Литература	41

ВЪВЕДЕНИЕ

Изучаването на активните галактични ядра е едно от най-бързо развиващите се направления в съвременната астрофизика. Като обекти, излъчващи огромни количества енергия от сравнително малки по размер области, те несъмнено представляват голям интерес. Разбирането на физичните процеси, протичащи в активните галактични ядра, е една от най-важните цели на съвременната астрофизика.

Около 1% от галактиките в наблюдаемата Вселена имат активни ядра, но необикновените им физически характеристики ги правят едни от най-атраактивните обекти за изучаване. В последните години все по-убедително се налага т.нар. *обединен модел* на активните галактични ядра. Той обяснява разликите между наблюдателно определените типове галактики с активни ядра и е приложим най-вече за Сифъртови галактики. Този модел предполага наличие на оптически плътен тор в околядрената област, състоящ се от молекулярен газ и прах и акретиращ върху масивна черна дупка. В зависимост от ориентацията на оста на тора спрямо зрителния лъч можем да наблюдаваме пряко или не централния източник и областта около него. По този начин разглеждаме различни типове Сифъртови галактики.

Цел на настоящата дипломна работа е спектрофотометричното и фотометрично изследване на активната галактика - *Akn 564* и уточняване на някои от физическите и характеристики.

І. ПРИРОДА НА АКТИВНИТЕ ГАЛАКТИЧНИ ЯДРА

§1. ИСТОРИЧЕСКИ БЕЛЕЖКИ

Активните галактични ядра (AGN - Active Galactic Nuclei) са най-ярките обекти във Вселената, най-далечните точки, които може да наблюдаваме и най-мощните енергийни източници, които са открити. Наблюдателното изучаване на AGN започва от E. Fath (1909), който наблюдава ярки спирални мъглявини, известни сега като спирални галактики. Регистрираните абсорбционни линии Fath интерпретира като резултат от интегралния поток светлина от голям брой звезди. В спектъра на галактиката *NGC 1068* той открива емисионните линии $[OII] \lambda 3727$, $[NeIII] \lambda 3869$, $H\beta$, $[OIII] \lambda\lambda 4363, 4959, 5007$. Две десетилетия по-късно Seyfert (1943) отделя група галактики, наречени днес в негова чест *Сифъртови галактики*, които показват относително високо йонизирани емисионни линии. Тези ядра са особено ярки в синята област и емисионните им линии са по-широки от тези в нормалните галактики.

През 50^{-те} години на нашия век се правят първите оптични идентификации на силни радиоизточници. Една част от тези източници са отъждествени с галактики (наречени по-късно радиогалактики), а друга със звездообразни обекти. Спектрите на радиогалактиките са подобни на тези на Сифъртовите галактики. Откритието на квазарите от M. Schmidt показва, че това са звездообразни радиоизточници с огромна светимост и червено отместване z достигащо до 4.9 (Shaver 1995)

Отношението на пространствените плътности на радиOSHUMните и радиоспокойните квазари е същото като на радиогалактиките и Сифъртовите галактики. Това е наблюдателно доказателство, че радиOSHUMните и радиоспокойните обекти определят непрекъсната последователност, покриваща широк диапазон от светимости. Schmidt & Green (1985) въвеждат следната терминологията:

- AGN в галактики с абсолютна звездна величина над $M_B = -23$ се наричат *квазари*;
- тези с по-ниска светимост $M_B > -23$ са *Сифъртови галактики*.

§2. КЛАСИФИКАЦИЯ И ОСОБЕНОСТИ НА СИФЪРТОВИТЕ ГАЛАКТИКИ

През 1943г. Seyfert изследва извънгалактични обекти със силни емисионни линии, звездообразно ядро и повишено ултравиолетово излъчване, наречени по-късно Сифъртови галактики. Морфологичният им тип е предимно **Sb** и **SBb**, т.е ранни спирални структури. Първото разделяне на Сифъртовите галактики на подтипове е направено от Khachikian & Weedman (1971) и включва два типа: Сифърт 1 галактики (**Sy1G**) и Сифърт 2 галактики (**Sy2G**). По-късно се установява, че това са двете крайни положения от една по-обща интерпретация на спектралните данни. Според ширината на емисионните линии SyG са следните няколко типа :

- ♦ **Sy1G** : с широки разрешени емисионни линии на **HI**, **HeI**, **HeII**, **FeII**, **CIV** и др. и тесни забранени линии на **[OIII]**, **[NII]**, **[OI]**, **[FeVII]** и др. Ширините на тези линии са съответно 10^4 km.s^{-1} и 500 km.s^{-1} ;
- ♦ **Sy1.5G** : с широки крила и тесен централен пик на разрешените линии на **HI**;
- ♦ **Sy1.8G** : със силна тясна и слаба широка компонента, но все още видима на разрешените **H α** и **H β** линии;
- ♦ **Sy1.9G** : със слаби широки крила на **H α** , „липсващи при **H β** “;
- ♦ **Sy2G** : с тесни разрешени и забранени линии; ширината им е от порядъка на 500 km.s^{-1} .

Забранените емисионни линии, наблюдавани в **SyG**, имат голям обхват на степени на йонизация - от **[OI]** до **[FeXIV]**. Различните ширини на разрешените и забранени емисионни линии в **Sy1G** и **Sy1.5G** свидетелстват за различни кинематични характеристики на зоните, където се образуват. В активните галактики съществуват две области: област, в която се образуват широките разрешени емисионни линии (**BLR** - *broad line region*) и област на образуване на тесните емисионни линии (**NLR** - *narrow line region*). Възможна е интерпретация, според която **Sy1G** съдържат BLR и NLR, а **Sy2G** - само NLR или NLR и ”скрита” BLR, която не може да се наблюдава директно поради наличието на поглъщаща материя около нея. В рамките на обединения модел разликите между **Sy1G** и **Sy2G** се дължат на геометрични ефекти. Видът на спектъра на източника зависи от ориентацията на последния спрямо зрителния лъч. Плоскостта на поляризация е перпендикулярна на тази на джетовете (Miller & Goodrich, 1990). Тази картина на “йонизационен конус” с малка оптична дебелина поради по-малкото количество газ по осите в сравнение с екваториалната плоскост добре съответства на наблюдателните

данни. В някои **Sy2G** се вижда само близката част на конуса в равнината на галактиката, а другата е скрита от наличие на прах.

Подобни спектрални характеристики на **Sy1G** и **Sy2G** имат радиогалактиките с емисионни линии. Те също се делят на два типа: радиогалактики с широки емисионни линии (**BLRG** - *broad line radio galaxies*) и радиогалактики с тесни емисионни линии (**NLRG** - *narrow line radio galaxies*). Въпреки общата прилика между радиогалактиките и **SyG** съществуват и някои разлики. Широките компоненти в **BLRG** са по-широки, отколкото в **Sy1G**, имат много по-слаби **FeII** линии и по-голямо отношение $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$. Разликите в оптичните спектри на **NLRG** и **Sy2** са много по-малки, ако въобще съществуват.

SyG като всички **AGN** имат непрекъснат спектър състоящ се от звезден спектър и нетоплинния спектър на централния източник. Звездният спектър е пренебрежим спрямо нетоплинния. Нетоплинният спектър е по-силен в **Sy1G**, отколкото в **Sy2G**. В резултат на това **AGN** в **Sy1G** са средно с по-голяма светимост от **AGN** в **Sy2G**.

Съгласно приетия от нас модел структурата на **AGN** обхваща черна дупка и акреционен диск, цилиндрично-симетрична област на широките емисионни линии, включваща йонизиран и неутрален газ, и сферично-симетрична област на тесните емисионни линии (Osterbrock, 1978; Shields, 1977).

Всички широки емисионни линии в **AGN** са разрешени. Те възникват в област с висока електронна плътност, така че всички преходи на йоните, които дават принос в забранените емисионни линии, са ударно деактивирани. Забранените линии са отслабени в отношение n_e^{cr}/n_e спрямо разрешените линии при същата температура и степен на йонизация, но при по-ниска плътност.

Доколкото критичната плътност за **[OIII]** в **BLR** е

$$n_e^{cr} ([OIII] \ ^1D_2) \approx 10^6 \text{ cm}^{-3},$$

то за долна граница на електронната плътност се приема

$$n_e = 10^8 \text{ cm}^{-3}.$$

Няма широки линии в оптичната област, по които да се определи горната граница на n_e . В ултравиолетовата област се наблюдава широка полузабранена линия на **CIII** $\lambda 1909$, според която

$$n_e < n_e^{cr} (\text{CIII} \ ^3P) = 10^{10} \text{ cm}^{-3}, \text{ т. е.}$$

$$n_e \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}.$$

Няма директна информация за температурата в **BLR**, но наблюдаваните **FeII** емисионни линии указват температура $T < 35000 \text{ K}$; над тази температура желязото е в по-високо йонизирано състояние **FeIII**. Добро приближение е $T = 10^4 \text{ K}$.

Най-ярките **Sy1G** имат светимост в H_{β} :

$$L(H_{\beta}) \approx 10^9 L_{\odot},$$

което дава маса и размер съответно:

$$M \approx 36 M_{\odot} (10^9/n_e)$$

$$R \approx 0.015 f^{1/3} (10^9 / n_e)^{2/3} \text{ pc},$$

където f е коефициент на запълване на обема с облаци.

При типични стойности за $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ и $f = 10^{-2}$ масата на йонизирания газ в BLR е $M_g \approx 40 M_\odot$, а размерът и е $R \approx 0.07 \text{ pc}$. Някои съвременни резултати дават по-малки размери и по-висока плътност в BLR (Clavel, 1991; Peterson, 1991; Netzer, 1990), но разликите не са големи.

Теорията на широките емисионни линии разглежда фотойонизационни модели, които добре описват относителните интензитети на линиите, температурата и степента на йонизация на газа. Фотойонизационният спектър се простира до високи енергии и се апроксимира със степенен закон $L_\nu \sim C\nu^n$ с показател $n \approx 1$. Директните рентгенови измервания на много AGN показват, че степенен закон с индекс, намаляващ до $n \sim 0.7$ около 2keV, е по-добро приближение (Krupe, Urry & Canizares, 1990).

Важна характерна черта на фотойонизационните модели е йонизационният параметър Γ , който дава отношението на плътността на йонизиращите фотони към плътността на свободните електрони

$$\Gamma = Q / 4\pi R^2 c n_e.$$

Връзката между промените в континуума и промените в интензивността на емисионните линии свидетелства за това, че интензивността на последните до голяма степен се определя от полето на излъчване. Линеината зависимост между потоците в линията H_α и в континуума около $\lambda = 4800 \text{ \AA}$ за SyG, BLRG и квазарите е доказателство за еднаквата еквивалентна ширина на линията H_α в тези обекти. Това е следствие от един и същ механизъм на йонизация в BLR и в NLR - фотойонизация със закон $L_\nu \sim C\nu^n$.

Фотойонизационните модели предполагат отношение $[j(L_\alpha)/j(H_\beta)]^{th} = 50$, докато наблюдаваните отношения са $[j(L_\alpha)/j(H_\beta)]^{obs} = (3 \div 10)$. Причина за тези ниски стойности може да бъде наличието на прах и голяма оптична дебелина в линиите.

Модели на еднороден слой водород с големи плътности по лъча на зрение и средни стойности на степента на йонизация, при които L_α фотоните се разрушават от многобройни разсейвания, завършващи с ударна деактивация, а балмеровите линии се усилват от ударно възбуждане на пониски нива (Drake & Ulrich, 1980; Confield & Peutter, 1980; Collin-Souffrin et al., 1981; Mathews et al., 1980) показват, че отношението варира в широки граници. Друг механизъм на нагриване на BLR е свързан с нагриване на плътните облаци от рентгенови лъчи (Kwan, 1984; Collin-Souffrin, 1982; Weishit et al., 1981). Ултравioletови фотони създават висока степен на йонизация на газа в предната част на облака, където се излъчват линиите CIII], CIV и др. Възниква частично йонизирана зона с $n(H^+)/n(H^0) = 0.1$ и $T = 8 \times 10^3 \text{ K}$, която дава силно излъчване в балмеровите линии, балмеровия континуум, в линиите на FeII, без L_α линията, и показва ниско отношение на интензивността на линиите L_α и H_β .

Съгласно “стандартния модел” на Kwan и Krolik (1981)

$$\begin{aligned}n_e &= 4 \times 10^9 \\ \Gamma &= 0.03 \\ [j(H_\alpha)/j(H_\beta)]^{obs} &= (3\div 4) \quad \text{и} \\ [j(H_\alpha)/j(H_\beta)]^{th} &\geq 10\end{aligned}$$

за оптично плътни облаци. При по-голяма плътност: $n_e > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ това отношение намалява, което говори, че балмеровите линии, балмеровият континуум и **FeII** възникват в област с доминиране на ударни процеси, а L_α - в област с доминиране на радиационни процеси.

Проблемът, свързан с обяснението на интензивността на емисионните линии на **FeII**, за първи път е отбелязан в работите на Wills et al. (1985) и Collin-Souffrin (1986). Линиите на **FeII** в ивиците $\lambda\lambda 2240 - 2650 \text{ \AA}$ и $\lambda\lambda 4450 - 4750 \text{ \AA}$ са ударно възбудени (Netzer, 1980) и относителните интензитети на тези линии и водорода нарастват с увеличаване на оптичната дълбочина. Предполага се, че тези линии възникват в хладна област, слабо нагрята от излъчване.

II. СТРУКТУРА НА AGN

§1. МОДЕЛ НА BLR

Широките емисионни линии възникват близо до централния източник на йонизация и носят информация за структурата на централните части на AGN. За построяването на успешни модели, обясняващи интензивността и профилите на широките линии, е важно да се знаят физическите условия и кинематиката на газа в тази област.

Най-вероятният механизъм за разширение на линиите е Доплеров ефект, породен от движението на облаците газ.

Коефициентът на поглъщане в линията е :

$$\kappa_{\nu} = \kappa_0 \exp[-(\Delta\nu/\Delta\nu_D)^2] = \kappa_0 \exp[-x^2],$$

където сечението на поглъщане на един атом в центъра на линията е:

$$\kappa_0 = \lambda^2 w_j A_{ij} / 8 \pi^{3/2} w_i \Delta\nu_D = \pi^{1/2} e^2 f_{ij} / m_e c \Delta\nu_D,$$

f_{ij} е сила на осцилатора и $\Delta\nu_D = (2kT/Mc^2)^{1/2} v_0 \times 10^6$ - Доплерова ширина.

Фотойонизационните модели, в които емисионните линии се излъчват в тясна област газ, предполагат наличие на облаци с размери 10^{12} cm. Съгласно работата на Perry & Dyson (1985) облаци се образуват в охлаждаща се среда след преминаване на ударна вълна. Smith & Raine (1985) предлагат модел на образуване на облаци на повърхността, разделяща два потока. Единият се нагрива компютново и образува акреционен диск, а другият е свръхзвук, движещ се радиално от центъра. Облаци не са устойчиви под действието на силата на самогравитация, тъй като отношението на топлинната им енергия към гравитационната е по-голямо от единица :

$$\begin{aligned} E_{th} / E_{grav} &\approx 3kT3r/m_p 4\pi r^3 n G m_p = \\ &= 5.4 \times 10^8 T_4 r_{12}^2 n_{10}^{-1}, \end{aligned}$$

$$r_{12} = r/10^{12}, T_4 = T/10^4, n_{10} = n/10^{10}.$$

Времето, необходимо на звука да премине през облака, е :

$$t_{sc} = r/c_s = 0.02 r_{12} T_4^{-1/2} [\text{год}]$$

и е много по-малко от времето на движение на облака през BLR :

$$t_{fl} = R/V = 30 R_{18} V_9^{-1},$$

където $R_{18} = R/10^{18}$ - размерът на BLR, $V_9 = V/10^9$ - скоростта на движение на облака.

Големият приток на маса в BLR предполага, че облаци се намират в гореща междуоблачна среда с ниска плътност (Levich & Sunyaev, 1970).

Малкото време на рекомбинация :

$$t_{rec} = (n \alpha)^{-1} = 1.2 \times 10^{-5} n_{10} T_4^{0.8} [200],$$

където $\alpha = 2.6 \times 10^{-13} T_4^{0.8} [cm^3 s^{-1}]$ е коефициент на рекомбинация, показва че облаците са в йонизационно равновесие.

Времето за комптъново нагряване на разредения газ в BLR е :

$$t_{com} = 3mc^2 4\pi R^2 / 8\sigma_m L \approx 20 R_{18}^2 L_{46}^{-1} [200],$$

където σ_m е ефективното томпсъново сечение.

Комптъновата температура T_c превишава вириалната температура T_v , където :

$$T_c = hv/4k \approx 10^8 [K]$$

$$T_v = Gm_p M/6kR \approx 3 \times 10^8 M_9 R_{18}^{-1} [K]$$

и води до възникването на горещ вятър навън за време :

$$t_w = R/c_s = 250 R_{18} T_8^{-1/2} [200].$$

При малки разстояния R от централния източник и при $T_v > T_c$ би трябвало и междуоблачният газ да се охлажда комптъново за време:

$$t_{cc} = 3kT_c 4kTL/2 mc^2 4 R^2 = 6R_{18}^2 L_{46}^{-1} [200].$$

Ако това време е по-малко от времето на свободно падане t_{ff} резултатът ще е акреционен поток, който усложнява определянето на профилите на емисионните линии. Това се коригира с предположение за по-висока температура на междуоблачната среда от тази при комптъново нагряване. Нагряване от движение на облаците или от космични лъчи може да превиши на порядък комптъновото нагряване (Krolik et al., 1981).

Движението на облаците в BLR се определя от гравитационните сили и от лъчистото и динамично налягане на газа. За да се получат наблюдаваните скорости в BLR, при предположение че действат само гравитационни сили, е необходима много голяма маса на централния източник $M_n = 10^9 M_o$ при скорост

$$u = (GM_n/R)^{1/2} = 10^4 [km.s^{-1}].$$

Радиалният падащ към центъра поток на газа образува централните части на линията, а крилата и се определят от движещия се по кръгова орбита газ. Този модел потвърждава наблюдаваните профили, но изисква голяма изходна маса $\sim 10^7 M_o$ и постоянно лъчисто налягане по време на падане на облака към центъра.

Профили на линии, подобни на наблюдаваните могат да се получат при въртящ се газов диск, с коефициент на излъчване (Capriotti et al., 1980; Mathews, 1982; van Groningen, 1983)

$$j \sim R^{-2 \pm 0.3}.$$

При този модел в центъра на линията интензивността на излъчването трябва да намалява линия на поглъщане. Такива профили не се наблюдават.

Ширината на централното понижение на линията може да се оцени, като се приеме :

$$R_{H\beta} \sim 10^{18} [cm] - \text{област на излъчване в } H_{\beta}$$

$$u = (GM_H / R_{H\beta})^{1/2} \approx 10^4 (M_{H10} / R_{H\beta})^{1/2} [km.s^{-1}]$$

Доколкото границата на ширините на наблюденията е $\sim 50 \div 200 [km.s^{-1}]$, то такива линии ще се наблюдават при размер на диска $10^{22} [cm]$, и е възможно да има принос и от излъчването в тесните емисионни линии. Статистиката на ширините на емисионните линии показва, че има по-малко обекти с тесни емисионни линии, отколкото се очакват според теорията за въртящи се дискове.

§2. ФОРМИРАНЕ НА ШИРОКИТЕ ЕМИСИОННИ ЛИНИИ

2.1. РЕКОМБИНАЦИЯ

Фотоните, излъчени в L_n линията, които не напускат облака, се поглъщат. Поглъщането води до възбуждане на n^2P ниво на HI , последвано от радиативни преходи надолу. При преход n^2P-1^2S , настъпва резонансно разсейване на L_n фотон; при преход n^2P-2^2S L_n фотонът се трансформира в H_n фотон, възбужда се 2^2S нивото и се излъчват два фотона в континуума. Преход n^2P-3^2S превръща L_n фотона в P_n фотон и възбужда 3^2S нивото, пораждащо H_α и L_α фотони.

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

$$\tau_{2P} = \frac{1}{A_{2P,1S}} = 1.6 \cdot 10^9 \text{ s}$$

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:

$$N_{esc} \tau_{22P} = 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ s}$$

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

2.2. УДАРНО ВЪЗБУЖДАНЕ

В BLR 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 $\epsilon_{L\alpha} = 3/4 h\nu_0 = 10.2 eV$ 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, което може да се получи и чрез ударна деактивация на 2^2P нивото.

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

$$n_{2^2P} = n_{2^2S} \int_0^{\infty} \sigma_{ij}(\omega) f(\omega) d\omega = n_{2^2S} \frac{2}{k} \int_0^{\infty} \frac{\omega}{\omega_j} d\omega = n_{2^2S} \frac{800 \cdot 10^6 \omega}{T^2 \omega_j},$$

където силата на удара е:

$$\Omega(\omega) = \int_0^{\infty} \Omega(\omega) \frac{E}{k} d\omega, \quad E = \frac{m^2}{2}.$$

Критичната плътност на 2^2P нивото :

$$n_{0,2^2P} = \frac{A_{2^2P,S}}{Q_{2^2P,S}} = 87 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}, \quad \text{за } T = 10\,000 \text{ K}$$

В приближение на голяма оптична плътност, например $\tau_{0i} = 10^6$:

$$n_{0,2^2P} = \frac{A_{2^2P,S}}{N_{e,2^2P,S}} = 75 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}.$$

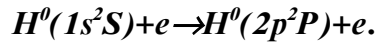
При ниски стойности на температурата T и йонизационния параметър Γ голяма част от водорода е неутрален и доминира ударното възбуждане H_α/H_β и L_α/H_β са големи. С нарастване на Γ расте скоростта на рекомбинация, но увеличаването на T води до увеличаване на ударното възбуждане, което заедно с радиативните 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:

$$\frac{j_{H\alpha}}{j_{H\beta}} = \frac{0.67 \frac{\alpha_B}{\alpha_{HI}} \frac{h\nu_{L\alpha}}{h\nu_{H\beta}}}{\alpha_{HI} \frac{h\nu_{H\alpha}}{h\nu_{H\beta}}} = 23.$$

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 **BLR**, за висока плътност и за евентуално поглъщане от прах.

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



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

$$4j_{L_\alpha} = n n_p q_{1s^2P}^e h_{L_\alpha},$$

Силата на удара намалява бързо с нарастване на главното квантово число n , а енергетичният праг нараства, 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 $n=2, 3$ към излъчването в L_α е:

$$4j_{L_\alpha} = n n_p (q_{1s^2P}^e + q_{1s^2S}^e + q_{1s^2D}^e) h_{L_\alpha}.$$

Коефициентът на рекомбинация за L_α е:

$$4j_{L_\alpha} = n n_p \frac{4f}{2P} h_{L_\alpha} = n n_p (B \alpha \frac{4f}{2S}) h_{L_\alpha}.$$

Ударно възбуденото излъчване в L_α бързо нараства с T . Тъй като L_α е добър охладител, не е възможно силно нагриване 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 .

Критичната плътност за този процес е:

$$n_c^* = \frac{A_{2^2S^1S}}{q_{2^2S^1P}^e + q_{2^2S^1P}^e} = 15 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

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

$$n n_p \frac{4f}{2S} (HT) = n_{2S} (A_{2^2S^1S} + n n_p q_{2^2S^1P}^e + n n_p q_{2^2S^1P}^e),$$

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

Коефициентите на ударно възбудено излъчване и рекомбинация съответно са:

$$4j_{L_\alpha} = n n_p \sum_{n=2}^{3n1} \sum_{l=0} q_{1s^1L} h_{L_\alpha}$$

$$4j_{L\alpha} = n_p v_{thL\alpha}$$

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. ОБЛАСТ НА ФОРМИРАНЕ НА ТЕСНИТЕ ЕМИСИОННИ ЛИНИИ

Област на образуване на тесни емисионни линии съществува във всички SyG. В тази област се наблюдават линии с различни йонизационни потенциали от [OI] до [Fe XIV].

Теорията на NLR свидетелства за продължителен спор относно важността на фотойонизацията и ударните вълни. Това се основава на факта, че често отношението

$$R = [I(\lambda 5007) + I(\lambda 4959)] / I(\lambda 4363)$$

е по-ниско при газ с ниска плътност $n_e \leq 10^5 \text{ cm}^{-3}$ и температура $T \approx 1.2 \times 10^4 \text{ K}$, типични за фотойонизационните модели. При висока температура ниските стойности на R предполагат нагриване от ударни вълни. Но причина за малко R може да бъде и ударна деактивация (Filippenko & Halpern, 1984). Установено е, че за някои обекти ширината на забранените линии е по-голяма за линии с по-висока критична плътност.

При фотойонизационните модели се редполага, че $n_e = (10^3 \div 10^4) \text{ cm}^{-3}$ и излъчващите облаци са на разстояние 100 pc от централния източник.

Типичната температура $T = (1 \div 2) \times 10^4 \text{ K}$ в NLR и липсата на пряка връзка между нея и степента на йонизация са в полза на фотойонизацията като механизъм за внасяне на енергия в NLR. Наблюдаваният широк диапазон на степени на йонизация изисква по-високоенергетичен спектър. Високоенергетичните фотони ($h\nu > 100 \text{ eV}$) могат да обяснят наличието на [Ne IV], [Fe VII], [Fe IX]. Тези високи степени на йонизация се реализират близо до централния източник и 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.

Ширините на забранените линии в Sy2G добре корелират със стойностите на критичната плътност, а в Sy1G - с йонизационния потенциал. Ако плътността се променя с разстоянието по закона:

$$n_e \sim r^{-m},$$

а законът за изменение на скоростта с разстоянието в NLR на двата типа галактики е еднакъв, то при $m = 2$ съществува зависимост на ширината на линията от критичната плътност, а при $0 < m < 2$ - от потенциала на йонизация.

Обсъждат се модели на NLR, при които облаци се движат в обкръжаващата ги среда със свръхзвукова скорост и на предния край се образува ударна вълна (Aldrovandi & Contini, 1984, 1985; Contini et al., 1987). В областите с висока плътност чрез ударни вълни светят силните линии на [OIII]. При радиално движение навън тези линии ще светят и в предната, и в задната част на облака спрямо източника на излъчване. В предния край на

облака излъчването е обусловено от фотойонизация, а в задния - от нагряване и йонизация на фронта на ударната вълна.

Ако прахът е разположен в облаците или в междуоблачната среда, то при движение на облака с положителен градиент на скоростта ще се наблюдава асиметрична линия с по-силно изявено синьо крило на линията (линия със синя асиметрия). Ако движението е с отрицателен градиент на скоростта, при равномерно разпределен прах ще се наблюдава широко червено крило.

Carrol & Kwan (1983) предлагат модел за образуване на тесните емисионни линии при предположение, че оптически плътните облаци падат към центъра, масата на който е около $5 \times 10^9 M_{\odot}$. С този модел се обяснява връзката между критичната плътност и ширината на линията. Могат да се получат теоретични профили на тесните линии близки до наблюдаваните без да се мени йонизационният потенциал, така че асиметрията им да се дължи на голямата оптична дебелина на облаците и на праха в тях.

Едно възможно решение на проблема със синята асиметрия на емисионните линии в NLR, в частност на линиите на [OIII] $\lambda\lambda 4959, 5007$ предлага Afanasiev (1989). При движение на междузвездната среда в гравитационното поле на бара, въртящ се с ъглова скорост различна от тази на газовата подсистема, се образува ударен фронт при втичане на междузвездния газ в гравитационната яма на бара. В този ударен фронт се излъчват линиите на [OIII] с предпочитано простиране в синьото крило, независимо от посоката на движение на бара.

Наблюдаваните червени асиметрии могат да възникнат в резултат на потискане на синята част на линията близо до пика или на червената близо до основата от поглъщане от прах. При липса на прах линиите биха били симетрични и отместени на съответното на скоростта на системата разстояние.

За определяне на физическите характеристики на NLR съществена роля имат отношенията на интензитетите на линиите на [OIII] и [SII]. Добър показател за температурата е отношението R , като в приближение на ниска електронна плътност температурата е $T = (1 \div 2) \times 10^4 K$.

Според отношението :

$$I([SII] \lambda 6717) / I([SII] \lambda 6731)$$

електронната плътност в NLR е :

$$n_e = (10^3 \div 10^4) [cm^{-3}].$$

Типичните размери на NLR могат да се оценят по светимостта в линията H_{β} и при предположение за сферична симетрия. Наблюдаваните светимости за повечето Sy2G са $L_{H\beta} \approx 2 \times 10^8$, което дава маса и размер от порядъка

$$M \approx 7 \times 10^5 (10^4 / n_e) M_{\odot}$$

$$R = 20 f^{1/3} (10^4 / n_e)^{2/3} [pc].$$

При типична плътност за NLR $n_e = 10^4 \text{ [cm}^{-3}\text{]}$, масата на йонизирания газ ще бъде $M \approx 10^6 M_\odot$ и при $f = 10^{-2}$ размерът е $R \approx 90 \text{ [pc]}$.

§4. ИЗТОЧНИК НА ЕНЕРГИЯ

Светимостта на типичните AGN е от порядъка на $10^{12} L_o$, а за звезден източник тя е максимално $10^5 L_o$. Независимо от механизма на произвеждане на енергията на обекта, чиято гравитация противодейства на лъчистото налягане, трябва да е изпълнено съотношението на Eddington:

$$L \leq L_E = 4 \pi c G m_H M / \sigma_T = 1.26 \times 10^{38} M / M_o \text{ [erg.s}^{-1}\text{]} \text{ или}$$

$$L / L_o \leq L_E / L_o = 3.22 \times 10^4 M / M_o$$

Следователно, ако централният източник в AGN е със светимост $L = 10^{12} L_o$, то масата съответно трябва да е $M \geq 3 \times 10^7 M_o$ и размерите му да са малки, като за BLR, която го обгражда, те са около 0.07 [pc] . Ако обектът не е в равновесие или в устойчиво състояние, границата може да се надвиши. Според наблюдаваните големи стойности на енергия, реализирани в много малък обем в околност на голяма маса, най-реалистичната картина е акреционен диск около масивна черна дупка. Тогава светимостта е:

$$L = \eta M c^2 \quad ,$$

където M е темпът на акреция, η е коефициент на ефективност на процеса.

Sy1 ядрата обикновено имат светимост $L \approx 10^{-1} L_E$, а QSO : $L \approx L_E$ (Sun & Malkan, 1989).

Централната черна дупка в AGN трябва да се върти с максимален ъглов момент за единица маса. Наблюденията показват голямо количество йонизиран газ близо до въртящото се тяло. Според тези условия трябва да играят роля магнитните полета. Радиочестотните наблюдения на синхротронно излъчване от джетове потвърждават наличието на такива полета. В моделите на акреционен диск температурата расте към централната черна дупка. Правят се опити да се тълкува рентгеновото излъчване като възникващо в най-вътрешната част на акреционния диск, близо до черната дупка, но подобна картина не предсказва достатъчно твърд спектър (Aldrovandi, 1981; Fabbiano, 1988). Изглежда по-вероятно високоенергетичните фотони да се произвеждат в и близо до джета, в област, където магнитните сили са съществени (Guilbert & Rees, 1988).

Съществува и дисков модел, при който газът се нагрива от поглъщане на ултравиолетови и рентгенови лъчи, излъчени по осите в и близо до джетовите. В добро съгласие с наблюдаваните данни при повечето **Sy1G** степенните индекси ($F_\nu \sim \nu^n$) са $n = 0.7$ за енергия около $2 \div 10 \text{ keV}$ (Turner & Pounds, 1989) и $n = 0.8$ за стойности $0.2 \div 4 \text{ keV}$ (Krupe et al., 1990).

По-подробен модел, стремящ се да обясни всички оптични, ултравиолетови и рентгенови данни, е предложен от Collin-Souffrin (1991, 1992). Той съдържа релятивистки джетове по осите, минаващи през черната дупка, и тънък горещ диск поддържан от лъчисто налягане и простиращ се навън на разстояние $\sim 10^2 R_S$ (R_S - радиус на Шварцшилд). Повечето рентгенови

лъчи са излъчени от такъв горещ диск. Вътрешната част на тази област ($\sim 10^3 R_S$) излъчва ултравиолетовия континуум както при моделите на тънък диск. По-навън в този диск е BLR ($10^3 \div 10^6 R_S$). Вятърът, изтичащ далеч от диска, е в областта, където се излъчват високоионизираните широки линии като $CIV\lambda 5149$. По-слабо йонизираните широки линии като H_α , H_β и $FeII$ идват от частично йонизирана област. Така в този модел по-голяма част от излъчването в континуума и широките емисионни линии идва от акреционния диск. Това изглежда е най-добрата работна хипотеза засега и е възможно да бъде опровергана от бъдещи наблюдения и ще отстъпи място на по-сложен модел, който запазва много от характерните и черти.

III. ОПРЕДЕЛЯНЕ ФИЗИЧЕСКИТЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА СИФЪРТОВИТЕ ГАЛАКТИКИ

Точното познаване на физическите условия - плътност и налягане на газа, маса и размери заемани от газа, в различните области на AGN е от голяма важност поради факта, че колкото по-точно познаваме тези условия, толкова по-силни ограничения можем да наложим на теоретичните модели, стремящи се да обяснят процесите в AGN.

Ще разгледаме отделно зоните на образуване на разрешените (*III*) и забранени линии (*[OIII]*).

Определянето на n_e и T в областта *III* непосредствено от наблюдения е практически невъзможно. Но от косвени оценки, свързани с това, че не се наблюдават широки забранени линии на *[OIII]* и в същото време в спектрите на много квазари присъства полузабранената линия *[SIII] $\lambda 1909$* , можем да твърдим, че :

$$n_e = 10^9 \text{ [cm}^{-3}\text{]} \quad T = 10^4 \text{ K} .$$

При такива стойности има добро съгласие между наблюденията, фотойонизационните модели и съвременните представи за образуване на широките крила на разрешените линии. В областта *[OIII]* n_e и T могат да се получат от относителните интензитети на забранените линии по метода на Seaton. Потенциалите на йонизация на йоните *[OIII]* и *[NeIII]* са много близки и ако има данни за относителните интензитети на съответните линии, то n_e и T могат да се получат от пресичането на кривите с еднакви отношения на интензитетите на авроралните и небуларни преходи на тези йони. Правят се и допълнителни предположения за химичния състав в излъчващите области; отчита се и фактът, че в *[OIII]* се формира излъчване само от тесния пик на линията, а в H_{β} - преимуществено от крилата. На базата на различни галактики тип Sy1 се получават стойности $n_e \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$ и $T \approx 10^4 \text{ K}$. Едно от отношенията, което служи за определяне на плътността и температурата в областта *[OIII]*, е:

$$R = [I(\lambda 4959) + I(\lambda 5007)] / I(\lambda 4363) = \\ = [8.32 \exp(3.29 \times 10^4 / T)] / (1 + 4.5 \times 10^{-4} N_e / T^{1/2})$$

Знаейки плътността и температурата, можем да определим обема и масата на газа в съответната зона. Имайки пълното излъчване в линията H_{β} и отчитайки, че в широката компонента се излъчва около половината от цялата енергия, може да се оцени ефективният обем, масата на газа, характерният размер и кинетичната енергия.

При оптически тънка среда, $\tau \leq 1$, излъчването в 1 cm^3 в H_{β} е :

$$4\pi j(H_{\beta}) = h\nu(H_{\beta}) \cdot \alpha^{eff}(T_e) \cdot n_e \cdot n_p \text{ [erg.cm}^{-3}\text{.s}^{-1}\text{]} \quad (1)$$

При известно разстояние до галактиката може да се определи светимостта и в H_{β} (Osterbrock & Miller, 1975):

$$\begin{aligned} L(H_{\beta}) &= 4 \pi R^2 (1+z)^2 F(H_{\beta}) \text{ [erg.s}^{-1}\text{]} & (2) \\ F(H_{\beta}) &= 4\pi j(H_{\beta}) V_{eff} / 4 \pi R^2 , \end{aligned}$$

където $F(H_{\beta})$ е потокът в линията H_{β} ...

Тогава обемът е :

$$\begin{aligned} V_{eff} &= R^2 F(H_{\beta}) / j(H_{\beta}) \text{ [cm}^3\text{]} & (3) \\ R &= cz / H \\ V_{eff} &= f V, \end{aligned}$$

където V е геометричният обем на газа, а $f \approx 10^{-3}$ е факторът на запълване.

Съответно ефективният радиус и масата на газа са :

$$\begin{aligned} R_{eff} &= (3V_{eff} / 4)^{1/3} \text{ [cm]} & (4) \\ M_g &= n_e m_p V_{eff} / M_o . & (5) \end{aligned}$$

На базата на определената маса и наблюдаваните ширини на емисионните линии може да се направи оценка на кинетичната енергия на газа

$$\begin{aligned} E_k &= 1/2 M_g v^2 \text{ [erg]} & (6) \\ v &= 1/2 FWHM . \end{aligned}$$

Предполагайки, че Доплеровите скорости на емисионните линии са от същия порядък както параболичните скорости в гравитационното поле на централния източник (Дибай, 1980), може да се оцени масата на последния

$$M_n = 3v_r^2 R / G . \quad (7)$$

IV. РАЗПРЕДЕЛЕНИЕ НА ПОВЪРХНОСТНАТА ЯРКОСТ

Фотометричните профили на елиптични галактики, измерени по голямата (малката) ос според закона на Reynolds-Hubble са :

$$I = I_0/(r/a + 1)^2 \quad \text{или} \\ \lg(I/I_0) = -2\lg(r/a + 1) \quad (8),$$

където a е мащабен фактор.

Необходими са два независими параметъра, за да се фитират наблюдаваните профили. Формула (8) е неприложима за $r/a = 0$ и $r/a < 0.3$. Тя добре описва профили във вътрешните и междинни области, но на по-големи разстояния от центъра предсказва по-големи интензитети от наблюдаваните, когато параметрите са подбрани така, че добре да фитират вътрешните ярки области. Този резултат е резонен, доколкото интегралът е разходящ за $r \rightarrow \infty$, а в една физическа система е по-смислено съществена част от лъчението и масата да са концентрирани във вътрешните и междинни райони.

Алтернативен закон за профила дава de Vaucouleurs (1959):

$$\lg I/I_e = -3.33[(r/r_e)^{1/4} - 1] \quad (9)$$

където r_e е ефективният радиус (радиусът, в който се излъчва половината от пълната светимост), а B/B_e е редуцираната повърхностна яркост по дадена изофота r_e .

Предимствата на (9) пред (8) са следните :

- 1) по-широка област на приложимост (по-добра за големи разстояния $r/r_e = (5 \div 15)$ и неприложима за $r=0$);
- 2) възможност да се пресметне интегралната светимост за дадено разстояние;
- 3) сходимост на интеграла за $r \rightarrow \infty$ - физически смислен резултат, в частност пресмятането на пълната светимост (звездна величина);
- 4) има само един параметър - r_e , доказващ, че I_e е еднозначно определен от r_e .

От (9) следва :

$$I = I_e e^{-(3.33 \cdot \ln 10) \cdot [(r/r_e)^{1/4} - 1]} = I_e e^{-7.67[(r/r_e)^{1/4} - 1]} \quad (10),$$

което изразено в звездни величини, е :

$$M(r) = M_e + 8.325[(r/r_e)^{1/4} - 1] \quad (11);$$

m_e е звездната величина на изофотата, определена от r_e .

За спирални и лещовидни галактики няма единен закон, описващ разпределението на светимостта. Още de Vaucouleurs (1959) изтъква двукомпонентността на такъв закон :

сфероидална компонента : $\lg I(r)/I(r_e) = -\beta[(r/r_e)^{1/4} - 1]$
 дискова (експоненциална) компонента : $I(r) = I_0 e^{-br}$

Двукомпонентната природа на $I(r)$ на дисковите системи е едно от основните различия от нормалните елиптични галактики. Елиптичните галактики имат еднокомпонентно разпределение на светимостта, следващо закона (9), което за големи разстояния се явява приблизително експоненциално, т. е. законът $I(r)$ за външните части на галактиката е качествено подобен с този за дисковите системи. Експоненциалното и неекспоненциално приближение на $r^{1/4}$ - закона за елиптични галактики не са независими за разлика от дисковата и сфероидална компонента на дисковите системи (Freeman, 1970).

От движенията на старите звезди в околността на Слънцето Eggen, Lynden-Bell & Sandage (1962) заключават, че Галактиката колапсира за време $t \approx 2 \times 10^8$ [год.]. По време на този бърз колапс протича и звездообразуване и системата се обогатява на метали, а значителна част от протогалактиката остава в газова форма. Тази материя губи енергия чрез нееластични удари между облаците, при които те, запазвайки момента на импулса, формират диск.

Бълджът и дискът имат и физически, и динамически разлики. Основната разлика между тях е в “противодействието” им на гравитационния колапс. Дискът е балансиран главно ротационно, докато при бълджа е от значение и налягането. Сферичната компонента е и динамично по-гореща система от диска. Необходими са поне два параметъра за описването на разпределението на светимостта на тези компоненти : член, описващ повърхностната яркост, и пространствен мащабен фактор. Фундаменталните параметри на диска обикновено се изразяват в централна повърхностна яркост I_0 и мащабен фактор h , докато параметрите на бълджа се изразяват в ефективна повърхностна яркост I_e и ефективен радиус r_e (de Jong, 1995).

$$\begin{array}{|l} I^d(r) = I_0 e^{-hr} \\ M^d(r) = M_0 + 1.068r/h \end{array} \quad \begin{array}{|l} I^b(r) = I_e e^{-7.67 [(r/r_e)^{1/4} - 1]} \\ M^b(r) = M_e + 8.325[(r/r_e)^{1/4} - 1] \end{array}$$

Профил I тип : $I(r) \geq I_0 e^{-hr}$, за всяко r .

Профил II тип : $I(r) < I_0 e^{-hr}$, за $r_1 < r < r_2$

При предположение, че цветът в диска е еднороден: $(B-V) = const$, следва еднородно отношение M/L в рамките на диска. Но $M_D/L_D \sim \mu_D/I_D$, където $[\mu] = g \cdot cm^{-2}$. Следователно логично е да приемем следния закон за повърхностна плътност :

$$\mu = \mu_0 e^{-h} \tag{12}$$

При предположение, че цветът в диска е еднороден:

$$(B-V) = const ,$$

следва еднородно отношение M/L в рамките на диска. Но $m_D/L_D \sim M_o/I_o$, следователно логично е да приемем следния закон за повърхностна плътност :

$$\mu = \mu_o e^{-hr} \quad (12)$$

Пълната маса на диска е :

$$M_D = \int_0^\infty \mu(r) dr = 2\pi\mu_o 1/h^2 \int_0^\infty -e^{-hr} hr dM = 2\pi\mu_o/h^2 \quad (13)$$

Пълната светимост на диска е :

$$\begin{aligned} L_{DT} &= \int_0^\infty I_o(r) dr = \int_0^\infty I_o e^{-hr} 2\pi r dr = \\ &= 2\pi I_o/h^2 \int_0^\infty hr e^{-hr} d(hr) = 2\pi I_o/h^2 \end{aligned} \quad (14)$$

Нека $M_D(p)$ е пълната маса на диска с момент на импулса на единица маса по-малък от p :

$$p = Mrv$$

или в безразмерни координати :

$$\begin{aligned} p' &= r \cdot v' \\ r' &= h/(GM/a)^{1/2} \\ v' &= v/(GMh)^{1/2} \end{aligned}$$

Пълната маса на диска до радиус r' е :

$$M_D(r') = \int_0^{r'} \mu(r') dr' = \mu_o 2\pi/h^2 \int_0^{r'} r' e^{-r'} dr' = M_{DT} [1 - e^{-r'} - r' e^{-r'}] \quad (15)$$

Съгласно Meitel (1963) моментът на импулса на всеки газов облак при свиването му до образуване на галактичен диск се запазва т.е. $M(p)$ е инвариант при колапса на протогалактиката до образуване на диск. Следователно познаването на $M(p)$ може да наложи ограничения върху механизма на придобиване на момент на импулс от протогалактиката. Ако $M(p)$ е инвариант по време на колапса, то, доколкото експоненциалният диск е общо свойство на дисковите звездни системи, всички протогалактики, бъдещи лещообразни или спирални галактики, имат подобни $M(p)$ поне за достатъчно големи p' , съответстващи на диска. Тогава механизмът на придобиване на момент на импулса от протогалактиките би следвало да предвижда тази зависимост $M(p)$. В случай че $M(p)$ не е инвариант по време на колапса, трябва да съществува ефикасен механизъм, установяващ характерната $M(p)$ за дисковите системи при формирането им.

Пълният момент на импулса на експоненциален диск е :

$$K_{DT}^D = \int_0^\infty r' v'(r') \mu(r') 2\pi r' dr'$$

$$K^D_T = (GM^3/h)^{1/2} \int_0^\infty v(r) r^{-2} e^{-r} dr, \quad (16)$$

При прилагане на метода на Toomre (1963) повърхностната плътност може да се представи като Беселов интеграл :

$$\begin{aligned} \mu(r) &= \int_0^\infty J_0(kr) k S(k) dk \\ S(k) &= \int_0^\infty J_0(kr) u \mu(u) du, \end{aligned}$$

където J е Беселова функция. При използване на уравнението на Poisson и уравнението за ротационно равновесие, може да се покаже, че :

$$v^2(r)/r = \pi G \mu_0 h r [I_0 K_0 - I_1 K_1],$$

където I и K са модифицираните Беселови функции.

Кривата на въртене може да се изрази в безразмерна форма, използвайки:

$$\begin{aligned} r' &= hr \\ v' &= v/(GMh)^{1/2} \\ v'^2(r') &= 1/2 r'^{-2} [I_0(1/2 r') K_0(1/2 r') - I_1(1/2 r') K_1(1/2 r')] \end{aligned} \quad (17)$$

Като се има предвид (17) и (16) се интегрира числено, пълният момент на импулса е :

$$K_D = 1.109(GM^3/h)^{1/2} \quad (18),$$

т.е. съществува само един експоненциален диск с дадена маса M и пълен момент на импулса K .

Предвид (13) :

$$K_D \sim M_D^{7/4} \quad (19).$$

Екстраполирайки експоненциалната компонента до $r = 0$,

$$m(0) = -2.5 \lg I_0 + const \quad (20).$$

За получаване на истинската повърхностна яркост m трябва да се коригира за наклона на галактиката спрямо лъча на зрение и за поглъщането в нея :

$$m^c(0) = m(0) + 2.5 \lg(a/b) - 0.2 \operatorname{cosec} |b''| \quad (21)$$

където a и b са голямата и малката полуос на галактиката, а b'' е галактичната ширина.

Профилите от I тип може да разглеждаме като сума от $I^D(r)$ и много по-стръмния $I^S(r)$ на сфероидалната компонента. Има причини да се смята, че дискът не продължава до $r = 0$.

Профилите от II тип трудно могат да се обяснят с вътрешно поглъщане което би следвало да е малко в обектите, за които са характерни. По-реално обяснение е дефицит на светла материя с момент на импулса на единица маса :

$$p(r_1) < p < p(r_2) \quad (22)$$

в сравнение с диска.

Ако $M(p) = inv$ по време на колапса, тогава на протооблака е присъщ дефицитът на материя с момент на импулса, описван от (22).

Ако $M(p)$ не е инвариант при колапса, тогава само пълната маса M и моментът на импулса K се запазват при колапса. При предположение, че целият момент на импулса се отнася за диска и предвид (19), масата на сфероидалната компонента е :

$$M^S = M - const K^{4/7}$$

Предполага се, че профили тип I се образува при $M^S > 0$.

При $M^S < 0$ протогалактиката има по-голям момент на импулса, отколкото масата и може да *побере*. Дискът минимизира количеството материя с малък K и така се формира профил II тип.

Freeman (1970) получава, че за 28 от 36 изследвани галактики :

$$B^C(0) = 21^m \cdot 65 \cdot 0.3(\sigma) \quad (21)$$

Ако $M/L = const$, тогава (21) води до константна повърхностна плътност на светлата материя. Съгласно Freeman (1970) съществува връзка между масата и гравитационния потенциал за елиптични галактики :

$$\psi \sim M^x$$

при $1.3 < x < 1.8$, като най-вероятно $x = 1.5$.

Тъй като $\psi \sim M^2/r$, следва че $M \sim r^2$, т.е. $M/r^2 = const$. Следователно $\mu_0 = const$ при прехода от една галактика към друга. В резултат би следвало μ_0 да е *const* и за елиптични, и за дискови галактики, но причините за това са различни.

Възможно обяснение на (21) е резултат от селективен ефект - каталозите на галактиките са селектирани от фотографски плаки и обектите с ниска повърхностна яркост поради слабия контраст с фона може да са били изпуснати. (21) може да се обясни и като резултат на поглъщане от прах (Jura, 1980): ако галактиките са оптически плътни в B , винаги виждаме недебел външен слой. Това подлежи на проверка чрез наблюдения на по-къси дължини на вълните, където се очаква поглъщането от прах да е по-малко (de Jong & van der Kruit, 1994).

V. ГАЛАКТИКИ С ВИСОКА ПОВЪРХНОСТНА ЯРКОСТ

Изследването на евентуални корелации между интегралните характеристики на галактиките и определен род пекулярности би позволило анализ на тези пекулярности чрез наблюдения на по-тесен клас обекти.

Аракелян (1975) изследва зависимостта между активността на ядрото и средната повърхностна яркост на галактиките и отделя 621 *галактики с висока повърхностна яркост* (наречени по-късно *Аракелянови галактики*), такива че:

$$B1 \leq 22 \text{ [mag.arcsec}^{-2}\text{]}.$$

Галактиките на Аракелян са около 15 % от Маркаряновите галактики и са малък процент от всички галактики. Относителният брой Аракелянови галактики сред Цвики галактиките, например, е четирикратно по-голям, отколкото за случайна извадка. За галактиките с висока повърхностна яркост елиптичните и лещовидни галактики са относително по-често срещани.

Средната повърхностна яркост се намира:

$$B_{pg} = m_{pg} - 0.25 \operatorname{cosec} |b''| + 2.5 \lg (\pi ab/4) \text{ [mag.arcsec}^{-2}\text{]},$$

където a и b са външните размери на галактиката, а b'' е галактичната ширина.

За да се отчете наклонът на галактиката и за приблизително привеждане на B_{pg} към система на Холмберг, се използва зависимостта :

$$H - B_{pg} = 0.22 (a/b) + 0.73,$$

получена по данни за 100 добре изследвани галактики. Така, повърхностната яркост в система, близка до тази на Холмберг, е:

$$B_{pg1} = B_{pg} + 0.22 (a/b) + 0.73 = 1.01H - 0.30 \text{ [mag.arcsec}^{-2}\text{]} .$$

VI. СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ И ФОТОМЕТРИЯ НА ГАЛАКТИКАТА *Akn 564*

Галактиката *Akn 564* ($\alpha_{1950} = 22^h 40^m 18.3^s$ $\delta_{1950} = 29^\circ 27' 47''$) е Sy1G от морфологичен тип SBb. Тя е включена и в списъка на Аракелян, съдържащ галактики с висока повърхностна яркост.

Фотографската звездна величина на галактиката съгласно Zwicky (1966) е $m_p = 14.4$, а червеното и отместване е 0.025. Като цяло галактиката е синя, макар барът и да е червен. Външните и размери съгласно MCG са съответно **0.6** и **0.45 arcmin**.

Съгласно модела, предложен от Дибай и Проник (1967), *Akn 564* има плътна високоскоростна вътрешна зона, където възникват разрешените линии и външна зона с по-ниска плътност, където се образуват забранените линии.

§1. СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ

Спектрите на галактиката *Akn 564* са получени с **2.6-m** телескоп на Кримската астрофизическа обсерватория. Към него е монтиран спектрограф с 3-каскаден ЕОП (*Електронно Оптичен Преобразувател*) УМ-2 . Използвана е дисперсия около **100 A.mm⁻¹**. Спектрограмите, които са двумерни изображения, съдържат :

- спектри за сравнение;
- спектър на обекта;
- спектър на нощното небе.

От тях се отделят стандартни едномерни спектри.

Обработката на наблюдателните данни е извършена с пакета **SPEC** на **MIDAS'92** и **MIDAS'95**.

I. Линеаризация

Фотографската емулсия, използваща се при работа с ЕОП, е нелинеен приемник. Необходимо е преминаване от плътности на почернение към интензитети, като е отчетена характеристичната крива на емулсията.

II. Отделяне на спектъра за сравнение и спектъра на обекта

Отделят се участъците от изображението, съдържащи спектъра на обекта, двата спектъра за сравнение и фонът около тях и спектърът на нощното небе около обекта. Това става с командата *extract/image*, след което с *average/row* се получават съответните едномерни спектри.

III. Корекция за фон и нощно небе

С командата *compute/image* се получава “истинският” спектър на обекта след изваждане на спектъра на нощното небе. Аналогично спектърът за сравнение се коригира за фона на плаката.

IV. Калибровка по дължина на вълната

Преминаването от пиксели към дължини на вълните се дава с полином, чиито коефициенти се намират с регресия, използвайки линиите от спектъра за сравнение.

1. Идентификация на линиите в спектъра за сравнение:

а) маркиране на линиите с командата *search/line*;

б) първоначална идентификация на по-ярките линии с *identify/line*;

в) окончателно идентифициране с *calibrate/line*.

От таблица с линии за сравнение се определят допълнителни линии за по-пълно определяне на дисперсионната крива. Изчисляват се дисперсионните коефициенти, базирайки се на идентифицираните линии.

г) преминаване от пиксели към дължини на вълните с *rebin/wave*.

Използва се таблица с лабораторните дължини на вълните на спектъра за сравнение, в случая на (He + Ne + Ar) лампа.

2. Калибровка по дължина на вълната на спектъра на обекта.

Спектърът на обекта се привежда към същата скала дължини на вълните като тази на спектъра за сравнение.

V. Калибровка на спектъра по поток

За целта е необходимо едновременно с обекта да е наблюдавана и стандартна звезда с известно разпределение на енергията.

1. Спектърат на звездата се обработва по същия начин както спектъра на обекта.

2. Коригира се спектърът за междузвездна и атмосферна екстинция с командата *extinction/long*, като се използват таблици с коефициентите на поглъщане съответно INSTEXAN и АТМОЕХАН. Използва се закон за междузвездно поглъщане (Savage, 1982), нормиран към

$$A_v / E(B-V) = 3.1 \quad \text{за } \lambda = 5500 \text{ \AA}$$

Тази стъпка се извършва върху спектрите и на обекта, и на стандарта.

3. Построяване на калибровъчна крива за стандарта.

С командите *integrate/long* и *response/long* се преминава от каунти в истински потоци, като се използва таблица с потоците за стандарта.

4. Калибровка по поток на обекта с командата *calibrate/flux*, като се използва вече получената калибровъчна крива за стандарта.

След като са определени окончателно калибрирани спектри по поток и дължини на вълните (фиг.1. и фиг.2.), могат да се правят оценки за физическите характеристики на идентифицираните линии. На фиг.3 е представен спектърът на обекта с изваден континуум в диапазон $4200 \div 7200 \text{ \AA}$.

Интензитетите и еквивалентните ширини на линиите се определят с *integrate/line*. Положението на спектралните линии и FWHM се намират чрез *center/gauss gcursor*. В колоните Xst_A, Xend_A, W_A, LaC_erg.cm⁻²s⁻¹, C_erg.cm⁻²s⁻¹, L_erg.cm⁻²s⁻¹, LtC, FWHM_A и FWHM_km.s⁻¹ на таблица 1 са дадени съответно крайните положения на линиите в *A*, еквивалентната им ширина в *A*, сумарният поток в линията и континуума в *erg.cm⁻²s⁻¹*, потокът в континуума в *erg.cm⁻²s⁻¹*, потокът в линията в *erg.cm⁻²s⁻¹*, отношението на потока в линията и в континуума и FWHM в *A* и в *km.s⁻¹*. Точността на определяне на положенията на линиите е от порядъка на 3 \AA .

§2. ПОВЪРХНОСТНА И ЗВЕЗДНА ФОТОМЕТРИЯ НА ГАЛАКТИКАТА *Akn 564*

Фотометричното изследване на галактиките, в частност на тези с активни ядра, може да ни даде информация за разпределението на звездното население и на праховата компонента в галактиката (de Jong, 1996), за разпределението на повърхностната яркост, а от там - и на масата на различните компоненти на галактиката - бълдж и диск (Freeman, 1970; Jaffe, 1983; Hernquist, 1990, виж глава IV). В случая на AGN променливостта в континуума носи важна информация за пораздащите я физическите процеси - нестационарна акреция и обособяване на уплътнения в джета (Schramm et al., 1993). Сравняването на теоретичните резултати с наблюденията може да помогне за приемането или отхвърлянето на даден процес или модел. Ето защо фотометрията ни дава важна информация за галактиките. Една от задачите на дипломната работа е фотометрично изследване на галактиката *Akn564*, която е **Sy1** галактика с висока повърхностна яркост.

Съгласно Zwicky (1966) фотографската звездна величина на *Akn 564* е 14.4 mag. Първата фотометрична оценка на интегралния блясък на галактиката в системата на Johnson е направена от Романов (1980). Той оценява блясъка на галактиката електрофотометрично с диафрагма 24 arcsec. Неговите резултати са представени в табл. 2, първи ред (за U филтър - 14.53 mag).

2.1. АПАРАТУРА И НАБЛЮДАТЕЛНИ ДАННИ

Галактиката *Akn 564* е наблюдавана през нощта 13/14 август 1996 г. с 2-m телескоп на НАО - Рожен и през нощта 07/08 август 1997 г. с 60-cm телескоп на АО - Белоградчик с помощта на CCD камерите ST-6 и ST-8 съответно.

Наблюденията с 2-m телескоп са проведени при seeing около **1.2 arcsec**. Получени са по два кадъра във V (600 sec), R (300 sec) и I (300 sec) филтри. За фотометрична калибровка използваме кълбовидния звезден куп M92 (Christian et al., 1985). Камерата ST-6 използва CCD чип с размери **375x242** пиксела, като всеки пиксел е **23x27 μm** . Тази камера се характеризира с шум на четене (**Readout noise**) **30e⁻** и фактор на преобразуване (**gain**) **6.7 e⁻/ADU**. След като ребинираме пикселите до размер **23x23 μm** получаваме, че на един пиксел съответствуват **0.30 arcsec**. Наборът филтри реализира фотометрична система близка до тази на Kron-Cousins.

Наблюденията със 60-cm телескоп са проведени при seeing около **2 - 2.5 arcsec** и при нефотометрични условия. Получени са по три кадъра във V (180 sec), R (120 sec) и I (120 sec) филтри. Камерата ST-8 е използвана в режим **510x340** пиксела, т.е. пикселите (3x3 бинирани) са с размер **27x27 μm** всеки т. е. на един пиксел имаме **0.74 arcsec**. Тази камера се характеризира с **readout noise 15e⁻** и **gain 2.3 e⁻/ADU**. Фотометричната система е близка до тази на Johnson.

На фиг.4 а, б са представени кадрите на галактиката *Akn 564*, получени с 2-m и 60-cm телескопи съответно във филтър I.

2.2. ЗВЕЗДНА ФОТОМЕТРИЯ

Първичната обработка - изваждане на ток на тъмно и корекция с плоско поле, е проведена със съответния софтуер на двете камери.

По-нататъшната обработка на наблюденията, проведени с 2-метровия телескоп, е представена по-долу.

а) Звездна фотометрия на стандартните звезди.

Извършена е частично с пакета DAOPHOT, интегриран в системата MIDAS и включва следните стъпки:

- с командата SKY се прави статистика на изображението - средна стойност и средноквадратична грешка σ на фона на небето;

- с командата FIND се прави отъждествяване на звездите при предварително зададен праг 4σ ;

- прилага се апертурна фотометрия (AP) върху отъждествените звезди с апертура $A=(4+5)FWHM$ на изображението и се получават инструменталните звездни величини;

- използвайки инструменталните и каталожните звездни величини на стандартните звезди и с помощта на регресионните зависимости получени от Georgiev et al. (1994):

$$B = b + 0.027(b-v) - 0.386X + Cb$$

$$V = v - 0.025(v-r) - 0.259X + Cv$$

$$R = r - 0.133(v-r) - 0.173X + Cr$$

$$I = i - 0.060(v-i) - 0.125X + Ci,$$

където X е въздушната маса, b , v , r и i са инструменталните звездни величини, а B , V , R и I са каталожните, получаваме константите Cx ($x=b, v, r, i$) даващи нул-пункта на нашата фотометрична система. Тези константи имат следните стойности :

$$Cb = (21.676 \pm 0.361) \text{ mag}$$

$$Cv = (22.170 \pm 0.093) \text{ mag}$$

$$Cr = (21.979 \pm 0.118) \text{ mag}$$

$$Ci = (21.269 \pm 0.131) \text{ mag}.$$

б) Звездна фотометрия на галактиката *Akn 564*

Кадрите на галактиката са събрани по два във всеки цвят, за да се получи по-голямо отношение сигнал/шум и са изчистени от космически частици. Тези стъпки са осъществени последователно с командите: *align/image*, *rebin/rotate* и *modify/cursor*. След това ребинираме пикселите от $23 \times 27 \mu m$ към $23 \times 23 \mu m$ (*rebin/spline*). На фигури 7 а, б, с са представени контурите на галактиката във V, R, I филтри съответно. Проведена е апертурна фотометрия с апертура отговаряща на 24 arcsec . Фотометрираме и звездата А (виж фиг. 4). С горните зависимости преминаваме от инструментални звездни величини към

стандартни такива в системата Kron-Cousins. За преминаване от системата на Kron-Cousins към системата на Johnson (Cousins (1976) цитиран в Shilds (1983)) използваме зависимостите:

$$(V-R)_J = 1.40(V-R)_C + 0.028 \text{ за } (V-R)_C < 1 \text{ и}$$

$$(V-I)_J = 1.30(V-I)_C - 0.013 \text{ за } (V-R)_C < 2.$$

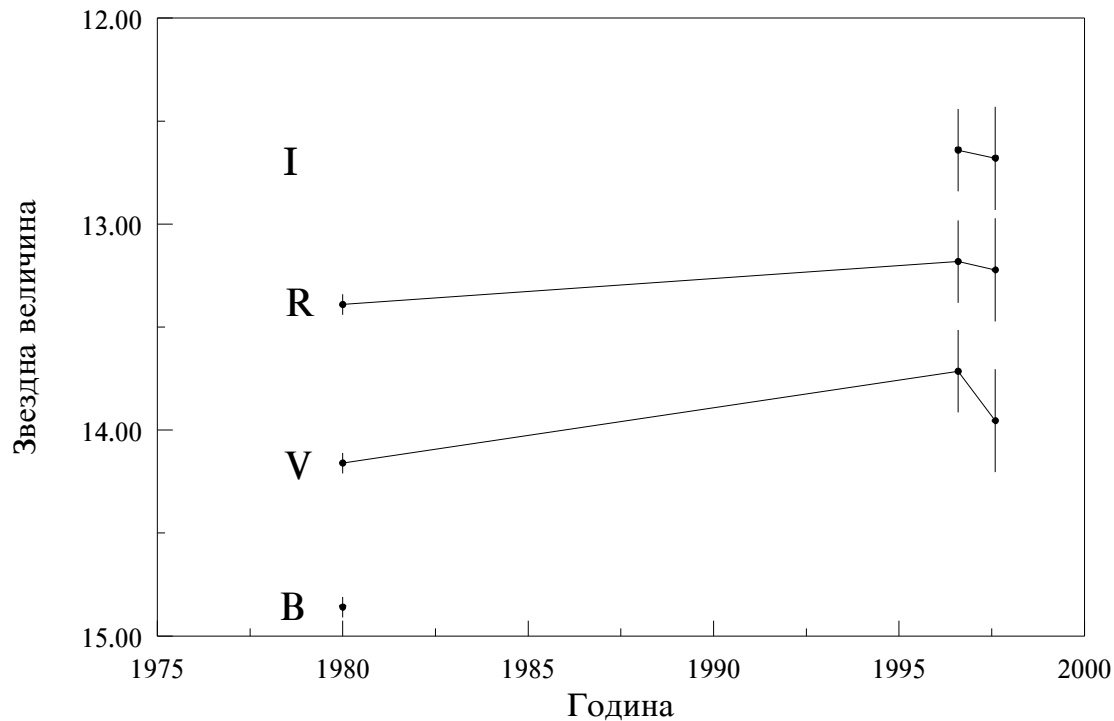
С тяхна помощ получаваме V , R и I величините за галактиката и звездата А в системата на Johnson, като звездните величини на галактиката са представени в табл. 2, втори ред.

Таблица 2

Година	B	V	R	I	Грешка
1980.0	14.86	14.16	13.39	–	0.05
1996.6	–	13.71	13.18	12.64	0.20
1997.6	–	13.95	13.22	12.68	0.25

Накратко ще опишем и фотометричната редукция на кадрите, получени с 60-см телескоп. След първоначалната обработка (ток на тъмно и плоско поле) кадрите в отделните цветове бяха съвместени, сумирани и след това фотометрирани с апертура **24 arcsec** с DAOPHOT. Поради по-лошите наблюдателни условия за определяне на интегралната звездна величина на галактиката е използвана диференциална фотометрия спрямо звездата А при предположение, че последната има постоянен блясък. Нейните звездни величини в системата на Johnson, получени с 2-м телескоп, са $V=13.904$, $R=13.152$ и $I=12.631$ с грешка около **0.2 mag**. Резултатите са представени в табл. 2, трети ред. Получената крива на блясъка на галактиката е представена на фиг.5. Цветните индекси на галактиката са: $B-V = 0.7 \text{ mag}$; $V-R = 0.77 \text{ mag}$; $R-I = 0.54 \text{ mag}$ (използвани са електрофотометрични данни за $B-V$ и $V-R$ и фотометричните данни от 2-м телескоп за $R-I$).

Нека дискутираме грешките на данните. Съгласно Георгиев (1994) използването на средни трансформационни зависимости ни дава точност не по-добра от **0.05 mag**. Тази грешка заедно с грешката на нулпункта и грешката на апертурната фотометрия ни дава обща неточност от около **0.2 mag**. За наблюденията в Белоградчик се прибавя и грешката от апертурната фотометрия на звездата и галактиката. Така тяхната точност е около **0.25 mag**.



Фигура 5. B, V, R и I криви на блясъка на галактиката *Akn 564* за периода 1980-1997 гг.

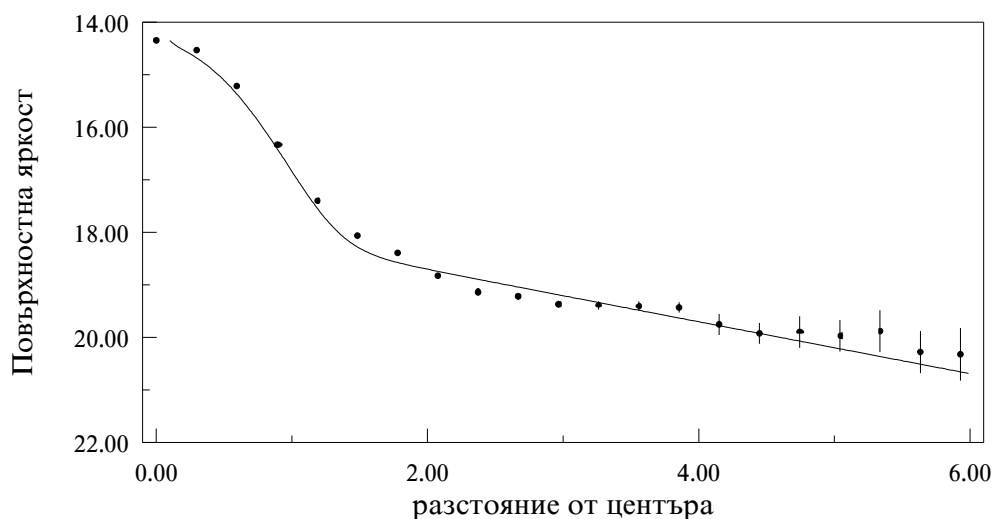
Поради недостатъчният брой точки и голямата грешка на измерванията на този етап, не можем да направим някакъв определен извод за фотометричното поведение на *Akn 564*. Може само да се смята, че в рамките на грешката галактиката запазва постоянен блясък за периода 1980-1997 гг. Тук трябва да отбележим и предположението, че звездата A не е променлива. Последното ограничение ще отпадне след стартиране на наблюдателната програма на Белоградчик за наблюдение на Сифъртови галактики с висока повърхностна яркост. Полето на зрение на 60-см телескоп със ST-8 е достатъчно голямо (виж фиг 4) и включва достатъчно звезди за сравнение. Така лесно може да се познае дали някоя от звездите е променлива и съответно да се изключи. От друга страна диференциалната фотометрия с фиксирана апаратура значително ще повиши вътрешната точност на наблюденията - надяваме се на грешки от около **0.01 mag** (виж Borgeest & Schramm 1994).

2.3. ПОВЪРХНОСТНА ФОТОМЕТРИЯ

Обработван е само I кадърът като оптимално експониран. Нивото на средния фон на небето за този кадър е $18.033 \pm 0.166 \text{ mag.arcsec}^{-2}$. За изследване разпределението на повърхностната яркост на галактиката построяваме фотометричен разрез по нейната голямата полуос (позиционен ъгъл 120 градуса). Полученият разрез е фитиран със сума от гаусиан, експоненциален диск и de Vaucouleurs профил (виж глава IV). Резултатите от този фит са представени в табл. 3 и на фиг. 6 .

Таблица 3.

Параметър	Стойност	Грешка	Мерна единица
μ_0	17.72/19.7	0.30	I/B mag per square arcsec
h_0	0.45	0.20	arcsec ⁻¹
μ_e	18.53/20.3	0.35	I/B mag per square arcsec
r_e	0.30	0.10	arcsec



Фигура 6. Фотометричен разрез по голямата ос на галактиката (точки) фитиран със сума от гаусиан, експоненциален диск и de Vaucouleurs профил (непренъсната линия). Разстоянието е в *arcsec*.

Приносът на ядрото към фотометричния профил се отчита от гаусиана. Неговата *FWHM* е $(1.06 \pm 0.1) \text{ arcsec}$, т. е. тя е в съгласие със звездната *FWHM*.

Съгласно Freeman (1970) централната повърхностна яркост на дисковата компонента на спиралните галактики е константа за В филтър. За извадка от 28 галактики той получава, че $\langle \mu_0 \rangle = 21.65 \pm 0.3 \text{ B mag.arcsec}^{-2}$. За извадка от 81

галактики de Jong (1995) получава $\langle\mu_0\rangle=21.86 \pm 0.89$ *B mag.arcsec⁻²*.
Получената от нас стойност $\mu_0=19.7 \pm 1.1$ *B mag.arcsec⁻²* е в съгласие с
горните резултати.

VII. РЕЗУЛТАТИ

1. Намиране на някои физически параметри на областите, излъчващи [OIII]

Обработени са получените в Кримската астрофизична обсерватория и сканирани в НАО - Рожен спектри на галактиката *Akn 564*. Обработката е извършена с пакетите SPEC и LONG интегриран в MIDAS.

- **Определяне на електронната температура по отношенията на интензитетите на забранените линии**

От проведената спектрофотометрия получаваме I(4363), I(4959), I(5007). Използваме отношението

$$R = [I(\lambda 4959) + I(\lambda 5007)] / I(\lambda 4363) = \\ = [8.32 \exp(3.29 \times 10^4 / T)] / (1 + 4.5 \times 10^{-4} Ne / T^{1/2}),$$

чувствително в по-голяма степен към T_e , отколкото към n_e . При зададена характерна за тази област стойност $n_e = 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ полученото от нас отношение $R=74.3$ води до определяне на температура $T_e \approx 10^4 \text{ K}$.

- **Намиране на ефективния обем, размера на областта, масата и кинетичната енергия на газа**

При приети характерни стойности $n_e = 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ и $T_e = 10^4 \text{ K}$ и измерена плътност на потока в линията [OIII] $\lambda 5007$, ползвайки формули (1) ÷ (7) (глава III), получаваме следните резултати (таблица 4):

Таблица 4

<i>NLR</i>		<i>BLR</i>	
$n_e, [\text{cm}^{-3}]$	5×10^5	$n_e, [\text{cm}^{-3}]$	10^9
$T_e, [\text{K}]$	10^4	$T_e, [\text{K}]$	10^4
$F ([\text{OIII}] \lambda 5007), [\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}]$	1.04×10^{-12}	$F (H_{\beta}), [\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}]$	5.85×10^{-13}
$\text{FWHM} ([\text{OIII}] \lambda 5007), [\text{cm.s}^{-1}]$	663×10^5	$\text{FWHM} (H_{\beta}), [\text{cm.s}^{-1}]$	899×10^5
$L ([\text{OIII}] \lambda 5007), [\text{erg.s}^{-1}]$	9.18×10^{41}	$L (H_{\beta}), [\text{erg.s}^{-1}]$	5.18×10^{41}
$j ([\text{OIII}] \lambda 5007), [\text{erg.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}]$	1.15×10^{-19}	$j (H_{\beta}), [\text{erg.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}]$	6.63×10^{-9}
$V_{\text{eff}}, [\text{cm}^3]$	1.6×10^{55}	$V_{\text{eff}}, [\text{cm}^3]$	6.19×10^{48}
$R, [\text{pc}]$	5	$R, [\text{pc}]$	0.037
$M_g, [M_{\odot}]$	6.68×10^3	$M_g, [M_{\odot}]$	5.17
$E_k, [\text{erg}]$	7.34×10^{51}	$E_k, [\text{erg}]$	1.04×10^{49}
		$M_{\text{cb}}, [M_{\odot}]$	0.52×10^7

Забележка: Грешките на потоците са около $7 \times 10^{-15} \text{ erg.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$. Грешките на другите получени величини са около 10÷30 %.

2. Намиране на ефективния обем, размера на областта, масата и кинетичната енергия на газа в BLR и масата на централния обект

За тази област електронната плътност и температура не могат да се определят директно от наблюдения. Приемаме представителни за областта стойности $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ и $T_e = 10^4 \text{ K}$, получени от съпоставянето на фотойонизационни модели с някои наблюдателни характеристики ((1)÷(7), глава III, таблица 4).

Резултатите ни са съпоставими с получените от Зл. Цветанов в дисертацията му.

3. Фотометрия

Обработени са получените в НАО - Рожен и АО - Белоградчик директни кадри на галактиката *Akn 564*. Обработката е извършена главно с пакета DAOPHOT интегриран в MIDAS.

• Крива на блясъка

Въз основа на литературни данни и наши собствени наблюдения е построена кривата на блясъка на галактиката в В, V, R и I филтри (фигура 5). В рамките на грешката галактиката запазва постоянен блясък за периода 1980-1997г.

• Разпределение на повърхностната яркост

Построен е фотометричен разрез по голямата полуос на галактиката (позиционен ъгъл 120 градуса). Полученият разрез е фитиран със сума от гаусиан, експоненциален диск и de Vaucouleurs профил (виж глава IV). Резултатите от този фит са представени в табл. 3 и на фиг. 6. Получени са централната повърхностна яркост m_0 и пространственият мащабен фактор h_0 за диска и ефективните повърхностна яркост m_e и радиус r_e за бълджа. Централната повърхностна яркост в В филтър е в добре съгласие със средните такива, получени от Freeman (1970) и de Jong (1995).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение ще отбележим основните резултати получени в настоящата дипломна работа:

1. В резултат на спектралната обработка са получени редица параметри на наблюдаваните емисионни линии (табл. 1).

2. С помощта на определените от нас параметри на емисионните линии $H\beta$ и $[OIII]$ получаваме параметрите на BLR и NLR, както и масата на централния източник (табл. 4).

3. В резултат от обработката на директните кадри е получена кривата на блясъка на галактиката във B, V, R, и I филтри (табл. 2 и фиг. 5), както и параметрите, характеризиращи разпределението на повърхностната яркост на галактиката в I филтър (табл. 3 и фиг. 6).

Трябва да отбележим, че галактиката Akn 564 не е била изследвана фотометрично преди (в смисъл на повърхностна фотометрия).

По отношение на повърхностната фотометрия се планират наблюдения на галактиката с 2-m телескоп на НАО в съчетание с новата камера на фирмата *Photometrics*, което ще позволи да се получат по-добри резултати.

По отношение на звездната фотометрия планираме да продължи фотометричното следене на галактиката със 60-cm телескоп на Белоградчик с методите на диференциалната фотометрия.

Изказвам най-искрените си благодарности към ръководителя си докторант Люба Славчева, за оказаната помощ при подготовката на дипломната ми работа. Сърдечно благодаря и на докторант Бойко Михов за подкрепата и съветите по фотометричното изследване на галактиката. Признателна съм и за съдействието на ст. н. с. д-р Георги Петров от Института по Астрономия към БАН.

ЛИТЕРАТУРА

- Afanasiev V. L., 1989, *Soobshch. Spets. Astrofiz. Observ.*, 61, 22
Aldrovandi S.M.V., 1981, *A&A*, 97, 122
Aldrovandi S.M.V., Contini M., 1984, *A&A*, 140, 109
Aldrovandi S.M.V., Contini M., 1985, *A&A*, 149, 368
Antonucci R.R.J., Miller J.S., 1985, *ApJ*, 297, 621
Аракелян М.А., 1975, *Сообщ. Бюроканской Обс.*, 47, 3
Аракелян М.А., Дибай Е.А., Есипов В.Ф., 1976, *Астрофизика*, 12, 683
Borgeest U., Schramm K.-J., 1994, *A&A*, 284, 764
Capriotti E.R., Foltz .B., Byard P., 1980, *ApJ*, 241, 903
Carrol T.S., Kwan J., 1983, *ApJ*, 274, 479
Christian et al., 1985, *PASP*, 97, 363
Clavel J. et al., 1991, *ApJ*, 366, 34
Collin-Souffrin S. et al., 1981, *A&A*, 104, 264
Collin-Souffrin S. et al., 1982, *A&A*, 106, 362
Collin-Souffrin S. et al., 1986, *A&A*, 166, 27
Confield R. & Peutter R., 1980, *ApJ*, 236, 17
Contini M. et al., 1987, *A&A*, 185, 39
Dahari O., de Robertis M.M., 1988, *ApJS*, 67, 249
de Jong R.S., 1995, *A&A*, 313, 45
de Jong R.S., et al., 1994, *A&A,Suppl.*, 106, 451
de Jong R., 1996, *A&A offprint*
de Voucouleurs, 1959, *Handbuch der Physik*, V.LIII
Дибай Е.А., Проник В.И., 1967, *Астрон. Ж.*, 44, 952
Дибай Е.А., 1980, *AJ*, 57, 677
Drake S. & Ulrich R., 1980, *ApJS*, 42, 127
Eggen, Linden-Bell & Sandage, 1962, *ApJ*, 136, 748
Fabbiano G., 1988, *ApJ*, 325, 544
Filippenko A.V. & Halpern J. P., 1984, *ApJ*, 285, 485
Freeman K.C., 1970, *ApJ*, 160, 811
Georgiev Ts., Getov R., Semkov E., Mutafov A., Todorova H., 1994 *IAU
Commision 9, Working group on wide field imaging, Nesletter* 6, 21
Георгиев Ц., 1994, *Сборник с доклади*, стр. 37
Голев В., 1995, *Дисертация*
Guilbert P.W. & Rees M.J., 1988, *MNRAS*, 233, 475
Hernquist L., 1990, *ApJ*, 356, 359
Jaffe W., 1983, *MNRAS*, 202, 995
Jure M., 1980, *ApJ*, 238, 499
Koratkar A.P. & Gaskell C.M., 1991, *ApJ*, 75, 719
Krolik J., Mc Kee C. & Tarter C., 1981, *ApJ*, 249, 422
Krupe J.S., Urry C.M. & Canizares C.R., 1990, *ApJS*, 74, 347
Kwan J., Krolik J.H., 1981, *ApJ*, 250, 478
Kwan J., 1984, *ApJ*, 283, 70

Lang K., Astrophysical formulae, Springer-Verlag, 1974
Levich E. & Sunyaev R., 1970, Ap. letters, 7, 69
Matchews W.G. et al., 1980, ApJ, 235, 471
Matchews W.G., 1982, ApJ, 258, 425
Meitel L., 1963, MNRAS, 126, 553
Miller J.S. & Goodrich R.W., 1990, ApJ, 355, 456
Netzer H., 1980, ApJ, 236, 406
Netzer H. et al., 1990, ApJ, 353, 108
Osterbrock D.E., Miller J.S., 1975, ApJ, 197, 535
Osterbrock D.E., 1978, roc. Not. Acad. Sci. USA, 75, 540
sterbrock D.E. & Shuder J. M., 1982, ApJS, 49, 149
Osterbrock D.E., Mathews W., 1986, Ann.Rev.Astroph., 24, 171
Perry J.J., & Dyson J.S., 1985, MNRAS, 212, 665
Peterson B.M. et al., 1991, ApJ, 368, 119
Rubin V., Ford W., Thonnard N., Burstein D., 1983, ApJ, 261, 439
Романов А.М., 1980, Астрон. Цирк., No 1128, 1
Schild R., 1983, PASP, 95, 1021
Schmidt M. & Green R.F., 1985, ApJ, 269, 352
Schramm et al., 1993, A&A, 278, 391
Shaver P., 1995, ESO scientific preprint No 1077
Smith M.D., & Raine D.J., 1985, MNRAS, 212, 425
Stripe G.M. & de Bruyn A.G., 1991, A&A, 245, 355
Toomre A., 1963, ApJ, 128, 465
Turner T.J. & Pounds K.A., 1989, MNRAS, 240, 833
van Groningen E., 1983, A&A, 126, 363
Weishit J.C. et al., 1981, ApJ, 245, 506
Wills B.J. et al., 1985, ApJ, 288, 94
Zwicky F., ApJ, 1966, V.143, 192
Цветанов Зл., 1981, Дисертация