
**СПЕЦИАЛИЗИРАН НАУЧЕН СЪВЕТ ПО
ЯДРЕНА ФИЗИКА, ЯДРЕНА ЕНЕРГЕТИКА И
АСТРОНОМИЯ ПРИ ВАК**

БОЙКО МИЛКОВ МИХОВ

**АСТРОФИЗИЧЕСКИ ПРИЛОЖЕНИЯ НА ЕФЕКТА
НА ГРАВИТАЦИОННА ФОКУСИРОВКА НА
ЕЛЕКТРОМАГНИТНОТО ИЗЛЪЧВАНЕ**

**АВТОРЕФЕРАТ
НА
ДИСЕРТАЦИЯ**

**за присъждане на образователната и научна степен
"доктор"**

София, 2001

Дисертационният труд съдържа 88 страници, 22 фигури, 4
таблици и 148 цитирани литературни източника.

**СПЕЦИАЛИЗИРАН НАУЧЕН СЪВЕТ ПО
ЯДРЕНА ФИЗИКА, ЯДРЕНА ЕНЕРГЕТИКА И
АСТРОНОМИЯ ПРИ ВАК**

БОЙКО МИЛКОВ МИХОВ

**АСТРОФИЗИЧЕСКИ ПРИЛОЖЕНИЯ НА ЕФЕКТА
НА ГРАВИТАЦИОННА ФОКУСИРОВКА НА
ЕЛЕКТРОМАГНИТНОТО ИЗЛЪЧВАНЕ**

Научна специалност
01.04.02 Астрофизика и звездна астрономия

**АВТОРЕФЕРАТ
НА
ДИСЕРТАЦИЯ**

за присъждане на образователната и научна степен
"доктор"

Научен ръководител:
ст. н. с. II ст. д-р Г. Петров

Рецензенти:
проф. д-р М. Калинков
доц. д-р В. Голев

София, 2001

Защитата на дисертационния труд ще се състои на *5.4.2001*
от *15* часа в зала 300 на ИЯИЯЕ на разширено заседание на СНС
по Ядрена физика, Ядрена енергетика и Астрономия при ВАК.
Материалите по защитата са на разположение на интересувашите
се в канцеларията на ИЯИЯЕ, бул. Цариградско шосе №72, 1784
София.

Дисертантът работи в Института по астрономия към БАН.

Изследванията от дисертационния труд са извършени в Института по астрономия и в Националната астрономическа обсерватория към БАН.

Дисертационният труд е обсъден и насрочен за защита от обединен научен семинар на Института по астрономия към БАН и катедрата по Астрономия при Физическия факултет на СУ "Св. Кл. Охридски", проведен на 2 октомври 2000 г.

Автор: Бойко Милков Михов

Заглавие: Астрофизически приложения на ефекта на гравитационна фокусировка на електромагнитното излъчване

Технически редактор:

Тираж: броя

Излиза от печат на

Печатна база

УВОД

Действието на "гравитационната оптика" се основава на ефекта на гравитационно отклонение (гравитационна фокусировка) на електромагнитното излъчване в гравитационното поле на масивно тяло. Тялото, предизвикващо гравитационната фокусировка, се нарича гравитационна леща.

Гравитационната фокусировка е едно от следствията на общата теория на относителността. Съгласно тази теория пространство-времето в близост до материалните тела е изкривено. В такова пространство-време разпространението на електромагнитното излъчване се отклонява от праволинейното. Това отклонение води до промяна на наблюдаемите характеристики на източника на излъчването. Именно тази промяна ни помага да получим някои параметри, характеризиращи източника и лещата. Ролята на леща може да се изпълнява от звезда, галактика или куп от галактики. Източникът може да бъде както галактика или квазар, имащи голямо червено отместване, така и звезда от Галактиката или от галактика, принадлежаща към Местната Група галактики. Когато лещата е звезда се говори за гравитационна микро-фокусировка.

За първи път ефектът на гравитационна фокусировка е наблюдаван по време на пълното слънчево затъмнение на 29 май 1919 г. (Dyson et al. 1920). Сравнението на фотографите, получени по време на затъмнението и два месеца след това, показало разлика в положението на звездите равна на $1.98'' \pm 0.18''$. От друга страна, съгласно общата теория на относителността, ъгълът на отклонение на светлинните лъчи в гравитационното поле на Слънцето трябва да бъде $1.75''$ (прицелният параметър на светлинните лъчи е равен на радиуса на Слънцето). По този начин е доказано съществуването на ефекта на гравитационна фокусировка и неговото съгласие с общата теория на относителността.

На 29 март 1979 г. Walsh et al. (1979) случайно откриват първия космически мираж: гравитационно фокусираната система¹ (ГФС) Q 0957+561. При нея се наблюдават две виртуални изображения на квазара Q 0957+561 породени от галактика, лежаща между наб-

¹ Обикновено под гравитационно фокусирана система се разбира съвкупността от лещата/лещите, източника/източниците и изображенията.

людателя и квазара – доказана е наблюдаемостта на ефекта на гравитационна фокусировка и в космологически мащаби.

Досега са наблюдавани няколко десетки примера за действието на ефекта на гравитационна фокусировка. Тези примери могат да бъдат разделени на четири големи групи:

(1). Многократни изображения на квазари – наблюдават се две или четири изображения на квазар с голямо червено отместване (Q 0957+561, Walsh et al. 1979; Q 2237+0305, Huchra et al. 1985). Ако галактиката, в която се намира квазара (т.нар. галактика-домакин) е достатъчно ярка, то нейното изображение е пръстен, свързващ изображенията на квазара (Q 0957+561, Keeton et al. 2000);

(2). Радиопръстени – формират се, когато е фокусиран площен радиоизточник (MG 1131+0456, Hewitt et al. 1988);

(3). Гигантски дъги – многократно изображение на галактика, формирано от централната галактика на куп от галактики (Abell 370, Lynds & Petrosian 1986; Soucail et al. 1987);

(4). Дъгички – еднообразно деформирани единични изображения на слаби галактики, формирани от куп от галактики (Abell 1689 & CL 1409+52, Tyson et al. 1990).

Изследване разпределението на масата в галактики и купове от галактики (Kneib et al. 1993; Chen et al. 1995), определяне закона за поглъщане в галактиките-лещи (Falco et al. 1999), изследване на компактни обекти от халото на Галактиката (Alcock et al. 1993), определяне на някои космологични параметри (Kochanek 1996; Grogin & Narayan 1996), определяне размера на централните области на квазарите (Racine 1992), корекция на функцията на светимост на квазарите (Pei 1995); това е само част от астрофизическите приложения на ефекта на гравитационна фокусировка на електромагнитното излъчване. Тук ще отбележим, че в дисертацията сме ограничили нашите разглеждания в рамките на оптичния диапазон от електромагнитния спектър, т.е. ще разглеждаме гравитационната фокусировка на светлинните лъчи.

Целта на дисертацията е да се разгледа част от астрофизическите приложения на ефекта на гравитационна фокусировка: изследване разпределението на масата в галактиките, определяне параметъра на Хъбъл и изследване влиянието на гравитационната фокусировка върху блясъка на квазарите. В разгледаните приложения източникът е квазар, а лещата е галактика.

Дисертацията съдържа 88 страници, 22 фигури, 4 таблици и

148 цитирани литературни източника. Дисертацията се състои от увод, четири глави и заключение. Също така е даден кратък списък на специфичните за теорията на гравитационната фокусировка съкращения.

ГЛАВА 1. ВЪВЕДЕНИЕ В ТЕОРИЯТА НА ГРАВИТАЦИОННАТА ФОКУСИРОВКА

В тази глава е направено кратко въведение в теорията на гравитационната фокусировка. Дадени са някои основни дефиниции, необходими за по-нататъшната ни работа, както и основните литературни източници, касаещи теорията на гравитационната фокусировка.

В дисертацията ще предполагаме, че космологичният модел е този на Айнщайн-де Ситер. Това е модел на еднородна и изотропна Вселена, характеризиращ се с параметър на плътността $\Omega_0=1$ и космологична константа $\Lambda_0=0$. Също така ще предположим, че стойността на параметъра на Хъбъл H_0 е $75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

В дисертацията се използва т.нар. разстояние по ъглов диаметър $D(z, z_s)$ дефинирано така, че обект със собствен диаметър ξ_s и с червено отместване z_s да се вижда от наблюдател с червено отместване $z_l < z_s$ под ъгъл $\theta_l = \xi_s / D(z_l, z_s)$ (Weinberg 1972; Blandford & Narayan 1992; Grogin & Narayan 1996). За по-кратко ще въведем следната общоприета конвенция: за леща с червено отместване z_l и източник с червено отместване z_s имаме: $D_l = D(0, z_l)$ – разстояние наблюдател-леща; $D_s = D(0, z_s)$ – разстояние наблюдател-източник; $D_{ls} = D(z_l, z_s)$ – разстояние леща-източник. Цялата информация, свързана с приетия космологичен модел, е компресирана в тези разстояния.

Едно от следствията на общата теория на относителността е, че светлинните лъчи, минаващи на разстояние ξ от точкова леща с маса M , ще бъдат отклонени на ъгъл

$$\tilde{\alpha} = \frac{4GM}{c^2 \xi} \quad (1.1)$$

по сравнение с тяхното праволинейно разпространение (ъгълът $\tilde{\alpha}$ се нарича ъгъл на отклонение).

Нека сега вместо точкова леща разгледаме леща с обемна плътност на масата $\rho(\xi_1, \xi_2, r)$, където (ξ_1, ξ_2) са координати в равнина, перпендикулярна на лъча на зрение към лещата, а r е координата, перпендикулярна на тази равнина, т.е. по лъча на зрение към лещата (Narayan & Bartelmann 1996). Тъй като размерите на лещата (до около 30-40 крс за галактика-леща и до около 1 Мрс за куп от галактики в ролята на леща) са много малки в сравнение с разстоянията между наблюдателя, лещата и източника (от 150 Мрс до около и над 1 Грс), то можем да използваме приближението на тънка леща и да конструираме т.нар. плоскост на лещата, минаваща през центъра на масата на лещата и перпендикулярна на правата наблюдател-леща (Schneider 1995; Narayan & Bartelmann 1996). В рамките на това приближение повърхностната плътност на масата на лещата се дава с израз

$$\Sigma(\xi_1, \xi_2) = \int \rho(\xi_1, \xi_2, r) dr,$$

където (ξ_1, ξ_2) са координати в плоскостта на лещата. В този случай ъгълът на отклонение е (Bartelmann & Schneider 2000):

$$\bar{\alpha}(\bar{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \iint_L \Sigma(\bar{\xi}') \frac{\bar{\xi} - \bar{\xi}'}{|\bar{\xi} - \bar{\xi}'|^2} d^2\xi'. \quad (1.2)$$

Геометрията на една типична ГФС е показана на Фиг. 1.1. Светлинен лъч от източника S е отклонен от лещата L на ъгъл $\bar{\alpha}$ и достига наблюдателя O. Ъгълът между правата наблюдател-леща и истинското положение на източника е $\bar{\beta}$, а ъгълът между правата наблюдател-леща и изображението I е $\bar{\theta}$. Използвайки Фиг. 1.1, ние лесно можем да запишем уравнението на лещата, което свързва положенията на източника и на изображението:

$$\bar{\beta}(\bar{\theta}) = \bar{\theta} - \bar{\alpha}(\bar{\theta}) = \bar{\theta} - \frac{D_{LS}}{D_s} \bar{\alpha}(\bar{\theta}). \quad (1.3)$$

където $\bar{\alpha}$ е ъгъл на отместване на изображението спрямо източника (Refsdal & Surdej 1993; Narayan & Bartelmann 1996; Wambsganss 1998). Ще отбележим, че поради наличието на леща източникът е ненаблюдаем. В общия случай уравнението на лещата е нелинейно, така че при определени условия това уравнение може да има повече от едно решение, което съответства на многократно изображение

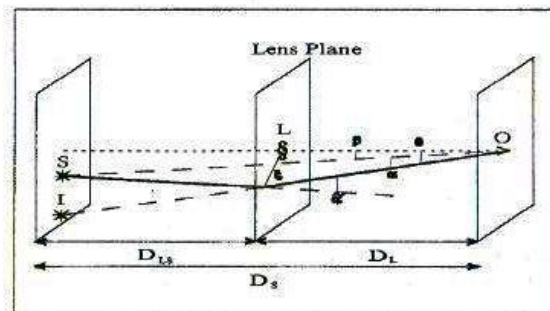
на даден източник. В частния случай на източник, лежащ точно зад точкова леща с маса M , се наблюдава пръстенообразно изображение на източника (наречено "пръстен на Айнщайн") с ъглов радиус θ_E (наречен радиус на Айнщайн):

$$\theta_E = \sqrt{\frac{D_{LS}}{D_L D_s} \frac{4GM}{c^2}}. \quad (1.4)$$

Subramanian & Cowling (1986) доказват, че за една кръгосиметрична леща, чиято обемна плътност е максимална в центъра и намалява монотонно навън, условието $\Sigma(0) > \Sigma_{crit}$ в нейния център е необходимо и достатъчно, за да може разглежданата леща да поражда многократни изображения. Величината

$$\Sigma_{crit} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_s}{D_L D_{LS}} \quad (1.5)$$

се нарича критична повърхностна плътност на масата.



Фигура 1.1. Геометрия на типична ГФС. С буквите O, L, S и I са означени съответно наблюдателят, лещата, източникът и изображението. Също така са отбелязани плоскостта на лещата и прицелният параметър ξ . D са разстоянията в ГФС. Значението на отбелязаните ъгли е дадено в текста. С дългата прекъсната линия SO е отбелязан лъчът на зрение в отсъствие на гравитационна леща, а с дебела линия – в присъствие на леща. Масштабите не са спазени. Схемата е взета от работата на Refsdal & Surdej (1993).

Математически уравнението на лещата (1.3) представя трансформация от плоскостта на изображението върху плоскостта на източника (двете плоскости са успоредни на плоскостта на лещата и минават през изображението и източника съответно). Матрицата на Якоби \hat{J} за тази трансформация има следния вид (Narayan & Bartelmann 1996):

$$J_{ij} = \left(\frac{\partial \tilde{\beta}_i(\tilde{\theta})}{\partial \tilde{\theta}_j} \right) = \delta_{ij} - \frac{\partial \alpha_i(\tilde{\theta})}{\partial \theta_j}, \quad (1.6)$$

където δ_{ij} е символ на Кронекер. Ще отбележим, че при предположение за непрекъснато разпределение на масата в лещата (т.е. игнорирайки влиянието на отделни обекти от лещата) ъгълът на отклонение е непрекъсната функция на положението и горните производни съществуват. Изменението на формата и размера на една малка част от източника при гравитационната фокусировка се дава с матрицата на Якоби.

Ако $\delta\sigma_s$ и $\delta\sigma$ са лицата на две елементарни площи в плоскостите на източника и изображението, то те са свързани чрез релацията $\delta\sigma_s = J\delta\sigma$, където J е детерминантата на матрицата на Якоби. Нека дефинираме коэффициента на усилване (или само усилване) на лещата за дадено изображение като отношението на плътността на потока на изображението към този на източника, т.е. $\mu = S/S_s$. Съгласно Etherington (1933) гравитационната фокусировка запазва повърхностната яркост и следователно, усилването може да се представи като отношение на телесните ъгли, обхващащи изображението и източника, което е еквивалентно на отношението на съответните площи (Kayser 1990; Narayan & Bartelmann 1996):

$$\mu = \frac{\delta\sigma}{\delta\sigma_s} = \frac{1}{J}. \quad (1.7)$$

Дадено изображение може да е усилено или отслабено по отношение на източника в зависимост от стойността на коэффициента на усилване. Кривата от плоскостта на лещата, във всяка точка от която $J=0$, се нарича критична крива, а нейното изображение чрез уравнението на лещата в плоскостта на източника се нарича каустика. Когато източникът пресича каустиката, броят на изображенията се променя с ± 2 , като новите изображения се появяват от двете страни на

съответната критична крива и са със значително усилен блясък, т.е. каустиката разделя областите в плоскостта на източника, в които източникът трябва да лежи, за да се появят съответния брой изображения (1, 3, 5 и т.н.). От формула (1.7) следва, че когато източникът пресича каустиката, усилването на изображенията ще бъде безкрайно голямо. Това е вярно само при разглеждане на точков източник – ако разгледаме източник с крайни размери, то усилването ще бъде крайно (Schneider & Weiss 1987).

Нека отново разгледаме Фиг. 1.1. Разликата във времето, за което светлината изминава разстоянието източник-наблюдател при отсъствие (дълга прекъсната линия) и при наличие (дебела непрекъсната линия) на леща, е (Cooke & Kantowski 1975; Kayser & Refsdal 1983; Borgeest 1983; Schneider 1985; Kayser 1986; Blandford & Narayan 1986; Narayan & Bartelmann 1996; Wambsganss 1998):

$$\Delta t = \Delta t_{\text{geom}} + \Delta t_{\text{grav}} = \frac{1}{H_0} F(\tilde{\theta}, \tilde{\beta}, \tilde{p}, \text{космологичен модел}), \quad (1.8)$$

където векторът \tilde{p} съдържа параметрите, характеризиращи разпределението на масата в лещата. Това време на закъснение на сигнал от източника в присъствието на леща, по сравнение с времето на разпространение на същия сигнал в отсъствието на леща, се състои от две части (Narayan & Bartelmann 1996):

(1). Геометрично време на закъснение Δt_{geom} , дължащо се на допълнителния път, който светлината трябва да измине в присъствието на леща по сравнение с пътя без леща (Фиг. 1.1). Този член зависи от ъгловото разстояние между източника и даденото изображение;

(2). Гравитационно време на закъснение Δt_{grav} , дължащо се на забавянето на разпространението на светлината в гравитационно поле. Този член е пропорционален на гравитационния потенциал на лещата.

ГЛАВА 2. ОПРЕДЕЛЯНЕ НА ПАРАМЕТРИТЕ, ХАРАКТЕРИЗИРАЩИ РАЗПРЕДЕЛЕНИЕТО НА МАСАТА В ГАЛАКТИКАТА-ЛЕЩА НА ГФС Q 2237+0305

В тази глава е разгледано приложението на ефекта на

гравитационна фокусировка за определяне на параметрите, характеризиращи разпределението на масата в галактиката-леща на ГФС Q 2237+0305.

Както може да се види от формула (1.2), ъгълът на отклонение ще зависи от параметрите p_i , характеризиращи разпределението на повърхностната плътност на масата $\Sigma(p_i)$ в лещата, т.е. $\bar{\alpha} = \bar{\alpha}(p_i)$. Следователно положенията и усиленията на изображенията ще зависят от разпределението на масата в лещата (виж формули (1.3), (1.6) и (1.7)), т.е. при зададени параметри, характеризиращи разпределението на масата в лещата, и при зададено положение на източника ние можем да намерим, положенията и усиленията на изображенията ($\bar{\theta} = \bar{\theta}(p_i)$, $\mu = \mu(p_i)$). По-интересна е обратната задача: да се намерят параметрите на лещата и параметрите на източника при зададени положения и относителни усиления на изображенията. В настоящата глава тази задача е решена за ГФС Q 2237+0305.

Keeton et al. (1997) и Witt & Mao (1997) показват, че при моделирането на ГФС отчитането на приливното влияние от масивни обекти, свързани с главната леща (например наличието на бар) или разположени около лъча на зрение (галактика или група от галактики със същото или с различно червено отместване от това на главната леща), има голямо значение за получаване на добро съответствие между наблюдаемите и изчислените характеристики на изображенията. В случая на ГФС Q 2237+0305 източници на приливно смущение могат бъдат: наличието на бар в галактиката 2237+0305 (Yee 1988; Kent & Falco 1988; Schmidt et al. 1998); материята, свързана с купа от галактики Pegasus II (Webster et al. 1991); материята, свързана с обектите, причиняващи абсорбционните линии на Mg II в спектъра на квазара (Kochanek & Apostolakis 1988; Webster et al. 1991; Foltz et al. 1992; Rix et al. 1992). Ето защо напълно резонно е да се построи модел на разпределението на масата в галактиката 2237+0305, който да отчита възможното приливно смущение от масивни обекти. Нещо повече, моделирайки явно разпределението на масата в обектите, източници на приливно смущение, ние можем да получим някои параметри на разпределението на масата в тези обекти.

В рамките на гореизложената дискусия ние си поставихме следните задачи: да намерим общо решение в рамките на т.нар.

приливно приближение (при приливното приближение приливното влияние на масивни обекти се отчита чрез развитие на ъгъла на отклонение в ред на Тейлър, Kovner (1987)); да моделираме ГФС Q 2237+0305 с помощта на двуплоскостна леща; при моделирането да използваме точни и реалистични наблюдателни ограничения.

За да решим тези задачи, ние конструирахме едноплоскостен (с една плоскост на лещата) модел с отчитане на приливно смущение и двуплоскостен (с две плоскости на лещата) модел. Също така изчислихме и два едноплоскостни модела без отчитане на приливно смущение, които модели да бъдат сравнени с по-сложните такива. Моделите, използвани в тази глава, са базирани на изотермално повърхностно разпределение на масата (Kassiola & Kovner 1993)

$$\Sigma(\xi_{\text{ell}}) = \frac{\sigma_m^2}{2G} \frac{1}{\sqrt{\xi_c^2 + \xi_{\text{ell}}^2}}, \quad (2.1)$$

където σ_m е моделна дисперсия на скоростта; ξ_{ell} е т.нар. елиптичен радиус

$$\xi_{\text{ell}} = \frac{\xi_1^2}{(1+\varepsilon)^2} + \frac{\xi_2^2}{(1-\varepsilon)^2};$$

ε е параметър, характеризиращ отклонението на разпределението на масата от сферичното разпределение: $b/a = (1-\varepsilon)/(1+\varepsilon)$, където a и b са голямата и малката полуоси на елиптичното разпределение на масата; ξ_c е мащабен фактор, наричан радиус на ядрото, т.е. това разстояние, на което повърхностната плътност намалява $\sqrt{2}$ пъти в сравнение с централната.

Накратко ще опишем използваните модели:

(1). СИЕ модел – главната леща е моделирана като Сингулярен Изотермален Елипсoid (СИЕ), т.е. във формула (2.1) полагаме $\xi_c = 0$. Свободните параметри на модела са σ_m , ε , Φ_e , където Φ_e е полярният ъгъл между голямата полуос на елипсoidа и положителната абсциса;

(2). ИЕ модел – главната леща е моделирана като Изотермален Елипсoid (ИЕ), формула (2.1). Свободните параметри на модела са σ_m , ξ_c , ε , Φ_e ;

(3). *ИЕ+ПС модел* – главната леща е моделирана като Изотермален Елипсoid, формула (2.1), като е добавен приливен потенциал, отчиташ приливното смущение (ПС) в рамките на приливно приближение, от вида

$$\Phi(\theta, \varphi) = \frac{\gamma}{2} \theta^2 \cos 2(\varphi - \varphi_\gamma)$$

Тук γ е амплитудата на приливното смущение, а φ_γ е неговата ориентация, като имаме, че φ_γ е ъгълът към дефицита на маса, а $\varphi_\Sigma = \varphi_\gamma + \pi/2$ е ъгълът към излишъка на маса, т.е. към източника на приливно смущение (Trotter et al. 2000). Свободните параметри на модела са $\sigma_m, \xi_c, \varepsilon, \varphi_c, \gamma, \varphi_\gamma$;

(4). *ИЕ+СИС модел* – главната леща е моделирана като Изотермален Елипсoid, формула (2.1), и е добавена втора леща, с червено отместване различно от това на главната, моделирана като Сингулярна Изотермална Сфера (СИС), т.е. за СИС модела във формула (2.1) полагаме $\xi_c = 0, \varepsilon = 0$. Свободните параметри на модела са $\sigma_m, \xi_c, \varepsilon, \varphi_c, \sigma_m^{(2)}, \bar{\theta}_0^{(2)}$, където последните два параметъра са моделната дисперсия на скоростта и положението на втората леща.

При всички модели главна леща е SBB галактиката 2237+0305 ($z = 0.0394$, Zwicky et al. 1965). Нейното положение е фиксирано за всички модели. При двуплоскостния модел втората плоскост на лещата има $z = 0.5664$, т.е. втората леща е обектът, свързан с Mg II абсорбцията в спектъра на квазара Q 2237+0305 (Hintzen et al. 1990).

Като наблюдателни ограничения използвахме относителните координати и усилвания на изображенията по отношение на А изображението, т.е. имаме 9 наблюдателни ограничения. Относителните координати са взети от работата на Blanton et al. (1998) и са получени с космическия телескоп "Хъбъл" (HST), а относителните усилвания са взети от работата на Falco et al. (1996). Те са получени с Голямата Антена Решетка (VLA).

Предсказаните от моделите положения и усилвания на изображенията² се сравняват с наблюдаемите такива с помощта на стандартната χ^2 функция (Press et al. 1986), която се минимизира с

помощта на "downhill simplex" метод (Press et al. (1986); използвана е тяхната подпрограма "amoeba"). На базата на тази подпрограма (и на подпрограмата "ran3") е разработен софтуер за моделиране на разпределението на масата в ГФС. Софтуерът е написан на език за програмиране Turbo PASCAL и включва 12 основни и няколко помощни програми.

За оценяване качеството на получената апроксимация ние използвахме величината $\chi_{df}^2 = \chi_{min}^2 / N_{df}$, където χ_{min}^2 е стойността на χ^2 в минимума, а N_{df} е броя степени на свобода на задачата (т.е. броя на наблюдателните ограничения минус броя на свободните параметри на модела). При добра апроксимация ние трябва да очакваме, че $\chi_{df}^2 \approx 1$ (Press et al. 1986).

Основните резултати от численото моделиране са представени в Таблица 2.1. На Фиг. 2.1 са сравнени наблюдаваните и изчислените положения и усилвания на изображенията за ИЕ+ПС модела, а на Фиг. 2.2 са начертани каустиките и критичните криви за ИЕ+СИС модела заедно с посоката към източника на приливно смущение, получена от ИЕ+ПС модела.

Обща черта на едноплоскостните и еднокмпонентни модели на ГФС Q 2237+0305 е невъзможността да се получи добра апроксимация – обикновено $\chi_{df}^2 > 2$; нашите модели (СИС и ИЕ) не правят изключение (Таблица 2.1). Двукмпонентният модел "степенен елипсoid+бар" на Schmidt et al. (1998) води до значително подобрене в качеството на апроксимацията – $\chi_{df}^2 = 1.3 + 3.4$. Намирайки общо решение в рамките на приливното приближение (ИЕ+ПС модел), ние получихме най-добрата апроксимация досега, $\chi_{df}^2 = 0.35$, т.е. нашият резултат потвърждава твърдението на Keeton et al. (1997), че отчитането на приливното смущение при формирането на изображенията е по-важно за получаване на добра апроксимация, отколкото усложняването на радиалния профил на разпределението на масата (виж също Schmidt et al. 1998). Въвеждайки

²В рамките на тази глава ще използваме правоъгълна координатна система с център в А изображението и оси насочени към Запад (θ_1) и Север (θ_2). Използва се и полярна координатна система (θ, φ), като полярния ъгъл се мери от положителната θ_1 -ос в посока обратна на часовниковата стрелка ($0^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$; позиционният ъгъл е $PA = \varphi - 90^\circ$).

втора плоскост на лещата (ИЕ+СИС модел). ние отново получихме много добра апроксимация, $\chi^2_{df} = 0.44$. Както може да се види от Таблица 2.1, параметрите на разпределението на масата в главната леща са в добро съгласие с тези, получени от ИЕ+ПС модела. Също така посоката към втората леща (ИЕ+СИС модел) и посоката към източника на приливно влияние (ИЕ+ПС модел) съвпадат с точност до около 4° (трябва обаче да се отбележи, че тези две посоки не са добре определени от моделите). От друга страна, посоката към източника на приливно смущение ($\varphi_\Sigma \approx 20^\circ$) не съвпада с посоката към купа галактики Pegasus II ($\varphi \approx 150^\circ$, Chincarini & Rood 1976), нито ориентацията на бара ($\varphi = 128^\circ$, Yee 1988). От тези резултати, както и от по добрата апроксимация в сравнение с тази на Schmidt et al. (1998) следва, че главният източник на приливно смущение е обектът, свързан с Mg II абсорбцията ($z = 0.5664$), а не барът или купът галактики Pegasus II.

ИЕ моделът има радиус на ядрото 260 ± 16 pc, който радиус е близо до приблизителната горна граница от 200 pc получена от Wallington & Narayan (1993). Предсказаните от ИЕ модела положение и относително усилване на петото изображение, $\bar{\theta}_5 = (0.032'', 0.950'')$ и $\mu_{\text{rel}} = 0.11$, са в добро съгласие с наблюденията (Racine 1991; Falco et al. 1996). Ако наблюдаваният от Racine (1991) обект е наистина петото изображение, то тогава върху радиуса на ядрото ще бъде наложено строго ограничение. Проблемът е в лошата апроксимация, получена с ИЕ модела, т.е. този модел не удовлетворява наблюденията. Взимайки предвид приливното смущение или наличието на втора леща ние получихме, че радиусът на ядрото клони към 0; съгласно ИЕ+СИС модела ние получихме горната граница на радиуса на ядрото, а именно $0.05'' (=36 \text{ pc})$. Chae et al. (1998) получават радиус на ядрото 40 pc, който радиус е в съгласие с получената от нас горна граница. Schmidt et al. (1998) получават добра апроксимация, използвайки сингулярен степенен елипсoid плюс бар като модел на разпределението на масата галактиката-леща. Тези резултати ни сочат, че разпределението на масата в галактиката-леща 2237+0305 е почти сингулярно в центъра.

Еднокомпонентните модели силно ограничават позиционния ъгъл на разпределението на масата. Усреднявайки по всички публикувани до сега модели, ние получихме $PA = 66.8^\circ \pm 0.5^\circ$. Fitte & Adam (1994) определят среден позиционен ъгъл на галактиката за вътрешните $1.25''$ равен на 77° , което означава, че има около 10°

Таблица 2.1. Резултати от числените пресмятания. За всеки използван модел са представени: стойността на χ^2_{df} в минимума (ред 1; в скобите е даден броят степени на свобода), параметрите, характеризиращи модела (редове 2-10), координатите на източника (ред 11), пълното усилване на изображенията (ред 12) и масата, заключена във въображаемия пръстен, формиран от изображенията (ред 13; в слънчеви маси M_{sun}). Грешките представляват 68.3%-те доверителни граници за всеки параметър.

параметър	СИЕ	ИЕ	ИЕ+ПС	ИЕ+СИС
$\chi^2_{df} (N_{df})$	36.54 (6)	8.28 (5)	0.35 (3)	0.44 (2)
$\sigma_m, [\text{km s}^{-1}]$	$182.8^{+0.1}_{-0.1}$	$220.0^{+2.6}_{-2.6}$	$182.3^{+2.2}_{-0.4}$	$181.1^{+4.2}_{-0.6}$
$\xi_c, [']$	—	$0.364^{+0.023}_{-0.023}$	$3 \times 10^{-7+0.02}_{-0.00}$	$3 \times 10^{-5+0.06}_{-0.00}$
ε	$0.209^{+0.002}_{-0.002}$	$0.079^{+0.005}_{-0.005}$	$0.195^{+0.018}_{-0.030}$	$0.191^{+0.013}_{-0.036}$
$\varphi_\Sigma, [^\circ]$	$157.55^{+0.05}_{-0.04}$	$157.32^{+0.06}_{-0.06}$	$154.34^{+0.74}_{-0.047}$	$154.31^{+0.76}_{-0.06}$
γ	—	—	$0.012^{+0.005}_{-0.001}$	—
$\varphi_\gamma, [^\circ]$	—	—	$110.01^{+13.30}_{-19.80}$	—
$\sigma_m^{(2)}, [\text{km s}^{-1}]$	—	—	—	$253.6^{+29.2}_{-80.4}$
$\theta_{0,1}^{(2)}, [']$	—	—	—	$2.684^{+0.652}_{-5.586}$
$\theta_{0,2}^{(2)}, [']$	—	—	—	$1.671^{+0.947}_{-0.839}$
$(\beta_1, \beta_2), [']$	(0.145, 0.927)	(0.114, 0.930)	(0.142, 0.927)	(1.005, 1.180)
μ_{tot}	15.43	52.44	16.27	24.97
$M(\theta), [M_{\text{sun}}]$	$1.490^{+0.020}_{-0.020}$	$1.489^{+0.036}_{-0.034}$	$1.489^{+0.036}_{-0.007}$	$1.471^{+0.069}_{-0.010}$

Забелешка: Посоката към източника на приливно смущение е $\varphi_\Sigma \approx 20^\circ$.

- (1). $(1.51 \pm 0.04) \times 10^{10} M_{\text{Sun}}$ – настоящата дисертация, изотермален модел;
- (2). $(1.49 \pm 0.01) \times 10^{10} M_{\text{Sun}}$ – Schmidt et al. (1998), степенен модел плюс бар, моделиран с профил на Ферер;
- (3). $(1.44 \pm 0.03) \times 10^{10} M_{\text{Sun}}$ – Rix et al. (1992), модел с константно отношение маса-светимост.

Вижда се едно много добро съответствие на масата, получена с различни модели – средната стойност е $(1.48 \pm 0.04) \times 10^{10} M_{\text{Sun}}$, т.е. в случая на галактиката-леца 2237+0305 масата, заключена в кръг с радиус 0.9", може да се определи с точност от около 4%. За отношението маса-светимост в централната област с радиус 1" получихме $6.8^{+0.3}_{-0.1} M_{\text{Sun}}/L_{B,\text{Sun}}$ като използвахме маса $M = 1.662 \times 10^{10} M_{\text{Sun}}$ (ИЕ+СИС модел) и звездна величина $B = 17.95$ mag; и двете величини са определени за централната област с радиус 1". Полученото отношение маса-светимост е в добро съгласие със средното такова за спиралните галактики (Rubin et al. 1985).

Имайки предвид ИЕ+ПС и ИЕ+СИС моделите, изчислени в дисертацията, и моделите, представени от Schmidt et al. (1998) и Chae et al. (1998), ние можем да твърдим, че разпределението на масата в централната част на галактиката-леца на ГФС Q 2237+0305 е почти сингулярно и почти изотермално; Schmidt et al. (1998) получават за наклона на радиалния профил на разпределението на масата $\eta = 0.95$ (за изотермален модел $\eta = 1.0$), а Chae et al. (1998) получават радиус на ядрото 40 pc. Също така приносът на бара и на обекта, свързан с Mg II абсорбцията ($z = 0.5664$), трябва да бъде вземан предвид при моделирането на тази ГФС.

В наши дни най-популярната хипотеза за възникването на абсорбционните линии на Mg II в спектрите на квазарите е тази, при която лъчът на зрение от квазара пресича протяжно газово хало на галактика от полето (Bergeron & Boisse 1991; Bergeron et al. 1992; Bechtold & Elingson 1992; Le Brun et al. 1993). В рамките на тази хипотеза ние приехме, че обектът, свързан с Mg II абсорбцията, е единична галактика. Нейната централна дисперсия на скоростта, получена от нашия ИЕ+СИС модел, е $\sigma_c^{(2)} \leq 253.6 \text{ km s}^{-1}$ с възможна неопределеност от около $\pm 40\%$. Средното ъглово разстояние между втората леца и точките, където изображенията на квазара пресичат втората плоскост на лещата е, $2.647'' (=13.2 \text{ kpc})$. По този начин ние

поставихме долна граница на размера на газовото хало около втората леца от около 14 kpc.

ГЛАВА 3. ИЗМЕРВАНЕ ВРЕМЕТО НА ЗАКЪСНЕНИЕ ЗА ГФС Q 0957+561: ОПРЕДЕЛЯНЕ ПАРАМЕТЪРА НА ХЪБЪЛ

В тази глава е определен параметърът на Хъбъл с помощта на ефекта на гравитационна фокусировка.

От формула (1.8) се вижда, че при зададени космологичен модел и разпределение на масата в лещата ние можем да получим оценка на параметъра на Хъбъл, измервайки времето на закъснение между изображенията (понеже източникът е ненаблюдаем, ние сме принудени да използваме относителното време на закъснение между изображенията). Ще отбележим, че възможността за определяне параметъра на Хъбъл с помощта на ефекта на гравитационна фокусировка е показана за първи път от Refsdal (1964). В настоящата глава за определяне параметъра на Хъбъл е използвана ГФС Q 0957+561.

За определяне времето на закъснение за ГФС Q 0957+561 са използвани архивни данни, получени на Observatorio del Roque de Los Muchachos, намираща се на остров Ла Палма, Канарски острови. Данните ни бяха любезно предоставени от д-р E.J. Zuidervijk и са получени с телескопа "Якоб Каптейн" (диаметър 1 m, фокусно разстояние 15 m) с използването на следните CCD матрици: GEC (основният масив от данни е получен с тази матрица), RCA и EEV.

Наблюдателният материал съдържа обектни кадри и плоски полета във филтри B и V , както и кадри с нулево време на интеграция (офсетни кадри). Първичната редукция на данните е извършена с помощта на пакета за обработка на астрономични данни MIDAS, разработен в ESO. Тя включва изваждане на офсетния сигнал, делене на плоско поле и премахване на космическите частици и дефектните пиксели. По този начин ние обработихме общо 47 кадра във филтър B и 48 – във филтър V .

Кадриите са фотометрирани с пакета DAOPHOT II (Stetson 1987), интегриран в MIDAS. Използвана е апертурна фотометрия с фиксиран радиус на апертурата, равен на $2''$. Като звезди за сравнение са използвани звездите №3 и №4, намиращи се в полето на квазара

(Фиг. 3.1, Keel 1982). Крайният масив от данни съдържа 30 фотометрични точки в B филтър и 36 – във V филтър за всяко от изображенията. Използвайки 25 дати, за които имаме B и V данни, ние определихме средния цветен индекс за всяко от изображенията. Това разделно определяне се налага поради наличието на галактика-леща, поглъщането в която води до промяна на цветния индекс на изображенията (те се виждат на различно разстояние от центъра на лещата, и следователно, изпитват различно поглъщане). Средните цветни индекси са $\langle B-V \rangle_A = 0.205 \pm 0.034$ и $\langle B-V \rangle_B = 0.216 \pm 0.027$ съответно за А и В изображенията.

Също така фотометрирахме и звезда №5 (Keel 1982), заподозряна от Schild & Thomson (1995), че е променлива. Нашите резултати показват, че звезда №5 не показва забележима променливост (поне за периода обхванат от нашите данни).

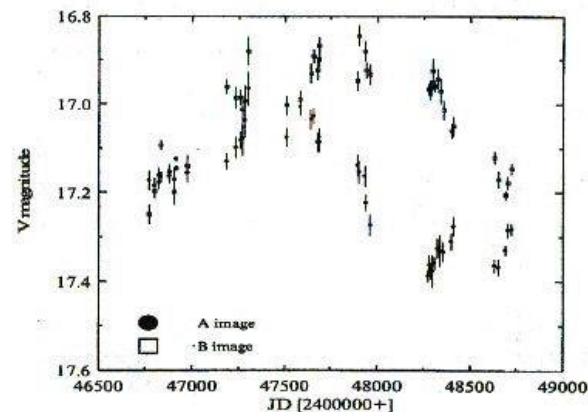
Използвайки средните цветни индекси, ние трансформирахме звездните величини в B филтър към тези във V . Трансформираната B крива на блясъка е обединена с V кривата, като за 25-те дати с B и V кадри трансформираните B величини са топливно усреднени със съответните V величини. Тази трансформация бе извършена с цел добавяне на нови точки към кривата на блясъка, т.е.



Фигура 3.1. На този V кадър е изобразено полето ($\approx 5'' \times 5''$) около ГФС Q 0957+561. Също така са маркирани и звездите за сравнение. Кадърът е взет от архива на обсерваторията del Roque de Los Muchachos. Север е нагоре, Изток – наляво.

за да получим по-добро покритие на кривата на блясъка за дадения период. Така получената комбинирана V крива на блясъка е показана на Фиг. 3.2. Тя съдържа 41 фотометрични точки и е използвана за определяне времето на закъснение.

За определяне времето на закъснение използвахме крос-корелационния метод MCCF (Oknyanskij 1994; Beskin & Oknyanskij 1995). Този метод беше приложен върху получените комбинирани криви на блясъка във филтър V за двете изображения (коэффициентът на крос-корелация е показан на Фиг. 3.3). В резултат получихме, че времето на закъснение за ГФС Q 0957+561 е $\Delta t_{AB} = 430 \pm 15$ дни. Грешката е определена чрез Монте Карло експерименти. Също така ние получихме и относителното усилване между двете изображения (изразено в звездни величини) $\Delta m_{AB} = 0.15$ mag. С така получените относителни време на закъснение и усилване, ние трансформирахме кривата на блясъка на А изображението към тази на В изображението.

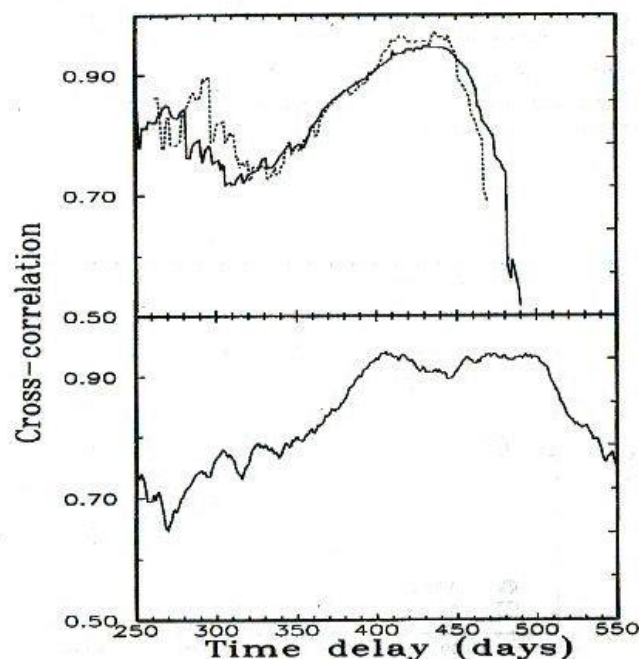


Фигура 3.2. Комбинирана крива на блясъка за двете изображения на ГФС Q 0957+561 във V филтър.

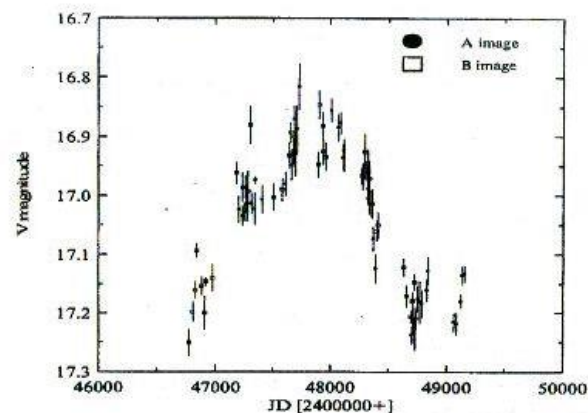
Резултатът е показан на Фиг. 3.4, откъдето може да се види доброто съвпадение на двете криви на блясъка.

Съвременните резултати показват, че времето на закъснение за ГФС Q0957+561 е в интервала 400-440 дни: 417 ± 3 дни (Kundic et al. 1997), 404 ± 26 дни (Schild & Thomson 1997), 425 ± 17 дни (Pijpers 1997), 424 ± 3 дни (Oscos et al. 1997). Нашият резултат, 430 ± 15 дни, е в добро съгласие с горните времена на закъснение.

Съгласно формула (1.8) за определяне на параметъра на Хъбъл с помощта на гравитационно фокусираните системи е нужно следното: да предположим космологичен модел, да сме измерили



Фигура 3.3. Коефициент на крос-корелация за нашите (горен панел) и за публикуваните данни (долен панел). За нашите данни непрекъснатата линия е с $\epsilon = 15$ дни, а прекъснатата – с $\epsilon = 30$ дни.



Фигура 3.4. Кривите на блясъка на двете изображения във V филтър след като кривата на блясъка на А изображението е трансформирана към тази на В изображението с помощта на определените от нас относителни време на закъснение и усилване.

времето на закъснение и да сме построили модел на разпределението на масата в лещата. Ние сме приели космологичен модел на Айнщайн-де Ситер, а времето на закъснение е определено от наблюденията – 430 ± 15 дни; остава да се построи модел на разпределението на масата в лещата. Използвами сме два модела на разпределение на масата в ГФС Q 0957+561, изчислени от Grogin & Narayan (1996). За първия модел Grogin & Narayan (1996) получават следния израз за параметъра на Хъбъл:

$$H_0 = 85 \pm 6 \left(\frac{\sigma_{\text{obs}}}{312 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{1.1 \text{ yr}}{\Delta t_{\text{AB}}} \right) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, \quad (3.1)$$

където σ_{obs} е измерената централна дисперсия на скоростта по лъча на зрение за галактиката-леща ($\sigma_{\text{obs}} = 288 \pm 9 \text{ km s}^{-1}$, Tonry & Franx

1999).

За втория модел получената формула за параметъра на Хъбъл има вида:

$$H_0 = 98 \pm 6 \left(\frac{\sigma_{\text{obs}}}{330 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{1.1 \text{ yr}}{\Delta t_{\text{AB}}} \right) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}. \quad (3.2)$$

С помощта на формули (3.1) и (3.2) определихме параметъра на Хъбъл както следва: $68 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ с използването на първия модел (формула (3.1)) и $70 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ с използването на втория модел (формула (3.2)). За сравнение по-долу са представени някои резултати за параметъра на Хъбъл, получени както с използването на други ГФС, така и с помощта на други методи:

(1). $69^{+13}_{-19} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ – използвана е ГФС В 0218+357 (Biggs et al. 1999);

(2). $75^{+18}_{-10} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ – използвана е ГФС PKS 1830–211 (Koopmans & Fassnacht 1999);

(3). $59^{+7}_{-6} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ – използвана е ГФС В 1608+656 (Koopmans & Fassnacht 1999);

(4). $54 \pm 14 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ – използван е ефектът на Сюняев-Зелдович (Myers et al. 1997);

(5). $65 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ – използвани са свръхнови от Ia подтип с голямо червено отместване (Riess et al. 1998);

(6). $73 \pm 10 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ – използвани са отношението Тули-Фишер за спиралните галактики и свръхнови от Ia подтип, калибрирани с помощта на цефеидите (Freedman et al. 1998).

Както може да се види, има добро съвпадение между стойностите на параметъра на Хъбъл, получени с помощта на различни методи. Ще отбележим, че при определянето на H_0 с помощта на ГФС основният източник на систематични грешки е моделът на разпределение на масата в ГФС (Kochanek 1991). Това води до извода, че реалните грешки при определяне на параметъра на Хъбъл с помощта на ГФС са от порядъка на 20-30 % въпреки точността на определяне на времето на закъснение (Bernstein & Fischer 1999).

ГЛАВА 4. ВЛИЯНИЕ НА ЕФЕКТА НА ГРАВИТАЦИОННА ФОКУСИРОВКА ВЪРХУ БЛЯСЪКА НА КВАЗАРА HS 1946+7658

В тази глава е разгледано влиянието на ефекта на гравитационна фокусировка върху блясъка на квазарите.

Гравитационната фокусировка влияе върху блясъка на квазарите по два начина: константно усиляване на блясъка, причинено от материята в галактиката-леща, имаща непрекъснато разпределение; нерегулярни усилявания на блясъка, когато квазарът се проектира близо до звезда от галактиката-леща.

Усиляването на изображението, причинено от материята в лещата, имаща непрекъснато разпределение (газ, прах, тъмна материя), е

$$\Delta m = m - m_0 = -2.5 \times \lg \mu, \quad (4.1)$$

където m е видимата звездна величина на изображението, m_0 е видимата звездна величина на източника (тя не може да се определи от наблюдения, защото източникът е ненаблюдаем) и μ е коефициентът на усиляване (1.7).

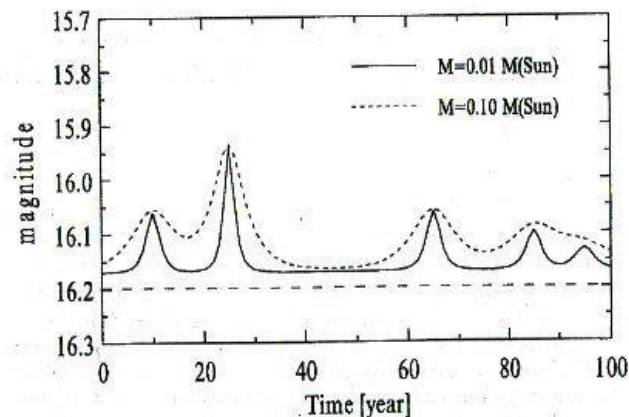
Върху константното усиляване на блясъка, причинено от галактиката-леща като цяло, се наслаждат нерегулярни усилявания от вида (Gould 2000)

$$\mu(t) = \frac{u^2 - 2}{u\sqrt{u^2 - 4}}, \quad (4.2)$$

причинени от отделни звезди в галактиката-леща ($u = u(t) = \beta(t)/\theta_E$ е безразмерното разстояние между звездата-леща и източника); за звезда с маса $1M_{\text{Sun}}$ радиусът на "пръстена на Айнщайн" е около една дъгова микросекунда (оттук идва терминът микрофокусировка, когато лещата е звезда). Когато източникът се проектира близо до звезда-леща, усиляването е максимално и имаме т.нар. събитие със силно усиляване (CCU, "high amplification event"). Типичната форма на CCU може да се види на Фиг. 4.1, където е показана кривата на блясъка на източник за период от 100 години, като за различните CCU са избрани различни стойности на параметрите t_0 и $u(t_0)$, където t_0 е момента на максимално сближение на източника и звездата-леща; добре се вижда зависимостта на формата на кривата на блясъка по време на CCU от масата на звездата-

леща. Кривите са построени като са сумирани пет отделни ССУ. Ще отбележим, че наблюдателното извяване на промените на блясъка на даден квазар, породени от гравитационната микрофокусировка, е сложен проблем, защото повечето квазари имат собствена променливост и е трудно да се разделят двата вида променливости.

Квазарът HS 1946+7658 ($z=3.051$, Hagen et al. 1992; $R=16.20$, Veron-Cetty & Veron 2000) е един от квазарите с висока светимост ($L_{\text{tot}} > 1.5 \times 10^{15} L_{\text{Sun}}$, Hagen et al. 1992; $M_g = -30.5$, Veron-Cetty & Veron 2000). Tripp et al. (1996) откриват в спектъра на квазара две системи Mg II абсорбционни линии с червени отмествания $z_1 = 1.11903$ и $z_2 = 1.53448$ съответно. В наши дни най-популярната хипотеза за възникването на абсорбционните линии на Mg II в спектрите на квазарите е тази, при която лъчът на зрение от квазара пресича



Фигура 4.1. Теоретични криви на блясъка на източник, повлиян от гравитационна микрофокусировка, за различни стойности на масата на звездите-лещи. Показани са 5 различни ССУ. С дълга прекъсната линия е отбелязан истинският блясък на източника, т.е. в отсъствие на ефекта на гравитационна фокусировка.

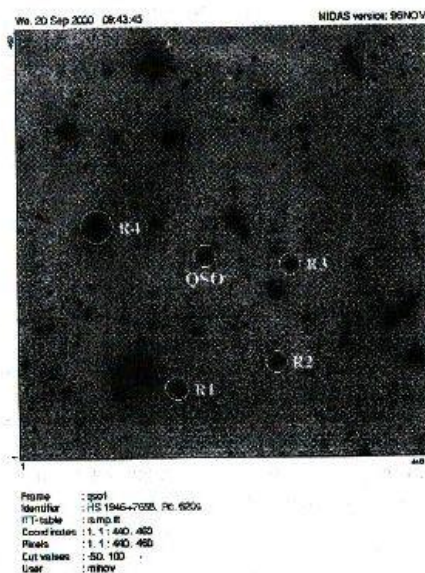
протяжно газово хало на галактика от полето (Bergeron & Boisse 1991; Bergeron et al. 1992; Bechtold & Elingson 1992; Le Brun et al. 1993). Имайки предвид високата светимост на квазара и наличието на най-малко две галактики, пресичани от лъча на зрение, ние предположихме, че блясъкът на квазара HS 1946+7658 е усилен от гравитационното влияние на двете галактики, предизвикващи Mg II абсорбцията. Също така съществува възможност за настъпване на ССУ, причинено от звездите в двете галактики.

В наблюдателен аспект целите, които си поставихме, са две: патрулни наблюдения (поне веднъж на наблюдателен сезон, когато условията позволяват) с цел получаване кривата на блясъка на квазара и извяване на евентуални ССУ и получаване на "дълбоки" кадри с цел извяване на галактиките, причиняващи Mg II абсорбция в спектъра на квазара.

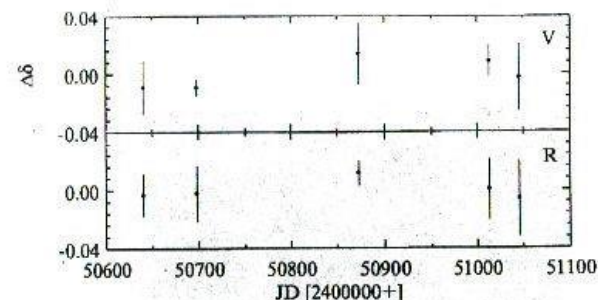
Наблюденията са проведени с 2-м телескоп и CCD камера "Photometrics" на НАО "Рожен". Използвани са стандартни Johnson-Cousins V и R филтри. Обикновено за всяка наблюдателна нощ са получавани по няколко кадра във всеки филтър; за всички наблюдателни нощи качеството на изображението беше $\leq 2.5''$. Общо за периода 1997-1998 са получени 30 кадра във V филтър и 23 кадра в R филтър. Първичната обработка на кадрите е извършена по схемата, описана в Глава 3. Като звезди за сравнение са използвани звездите R1, R2, R3 и R4 (Фиг. 4.2). Абсолютна калибровка на техните звездни величини не е извършвана, защото ние се интересувахме само от възможните промени в блясъка. Инструменталните звездни величини на звездите за сравнение и квазара са получени чрез апертурна фотометрия (радиусът на апертурата е равен на FWHM на съответния кадър).

От Фиг. 4.3, където са показани нормираните криви на блясъка, може да се види, че нашите резултати за периода 1997-1998 не извяват променливост, надхвърляща рамките на грешките. Въпреки недоброто покритие на кривата на блясъка с наблюдателни точки, може да се направи извод, че собствената променливост на квазара е много слаба. Липсата на забележима собствен променливост на квазара HS 1946+7658 улеснява детектирането на евентуално ССУ, защото всяко нерегулярно изменение на блясъка с голяма степен на достоверност може да се припише на ефекта на гравитационната микрофокусировка.

За изследване околностите на квазара с цел детектиране на галактиките, причиняващи Mg II абсорбцията в спектъра на квазара,

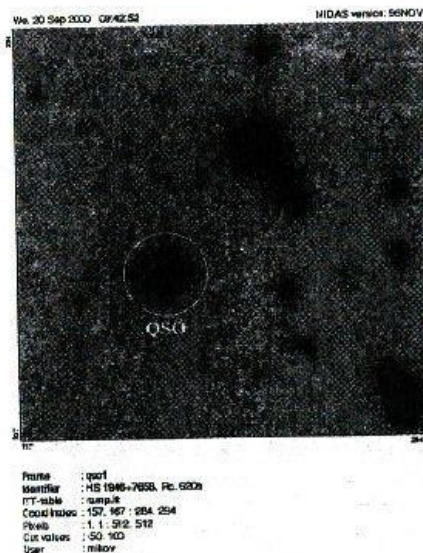


Фигура 4.2. Изображение на полето ($4.5' \times 4.8'$; сумарно време на експонация 620 сек в R филтър), включващо квазара HS 1946+7658 и звездите за сравнение. Север е нагоре, Изток – наляво. Наблюдател Бойко Михов.

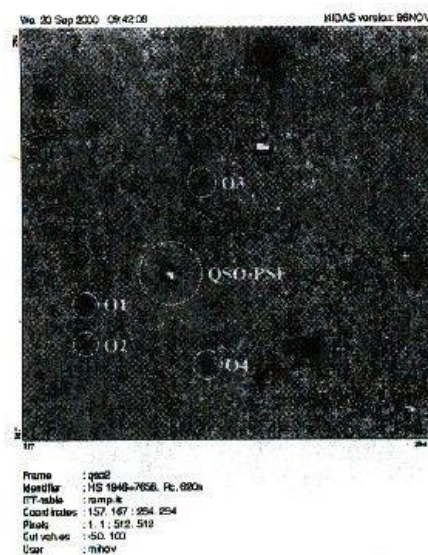


Фигура 4.3. Нормирани криви на бляска на квазара HS 1946+7658 (V и R филтри) за периода 1997-1998 г.

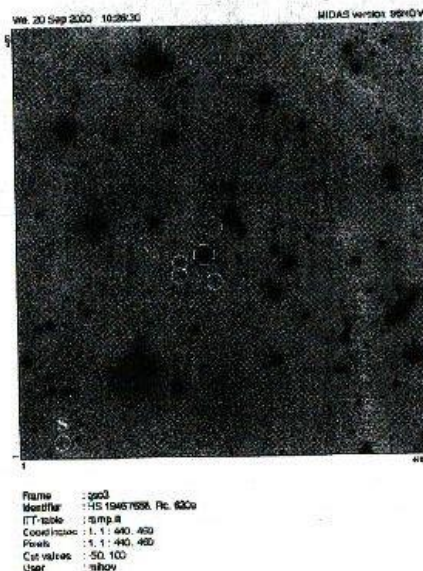
ние сумирахме 6 кадъра получени в R филтър на 6 септември 1997 г. Сумарният кадър (Фиг. 4.3) е с пълно време на експонация 620 сек и $\text{FWHM} = 1.8''$. Използвайки пакета DAOPHOT II (Stetson 1987), интегриран в MIDAS, ние конструирахме двумерна PSF ("point spread function, Гаусиан + Лоренциан) за кадъра, след което мащабираната PSF беше извадена от всички обекти, детектирани на ниво 5σ над фона на небето. На Фиг. 4.4 е показана 4-кратно увеличената централна част на Фиг. 4.2, а на Фиг. 4.5 – същата част след изваждането на PSF. Както може да се види (Фиг. 4.5), след изваждането на PSF не се забелязва остатъчна структура, която да надвишава фона на небето. От друга страна, качеството на изображението не е достатъчно високо, за да може след изваждането на PSF да се излявят никакви забележими остатъци в централните $2-3''$ около положението на квазара. Друг недостатък на нашия т.нар. "дълбок" кадър е неговото малко сумарно време на интеграция. Обектите O1, O2, O3 и O4 са със звездни величини $R_{O1} = 21.8 \pm 0.4$ mag, $R_{O2} = 22.4 \pm 0.6$ mag, $R_{O3} = 22.9 \pm 1.1$ mag и $R_{O4} = 23.6 \pm 1.9$ mag. За да оценим долната граница на звездните величини на галактиките, предизвикващи Mg II абсорбцията, ние добавихме към оригиналния кадър (Фиг. 4.2) изкуствени звезди с различна звездна величина (с помощта на DAOPHOT II). На Фиг. 4.6 е показана Фиг. 4.2 с добавена изкуствена звезда ($R_s = 22.913$). Фотометрирайки тази звезда върху нашия "дълбок" кадър, ние получихме $R_s = 23.1 \pm 1.2$, което е една



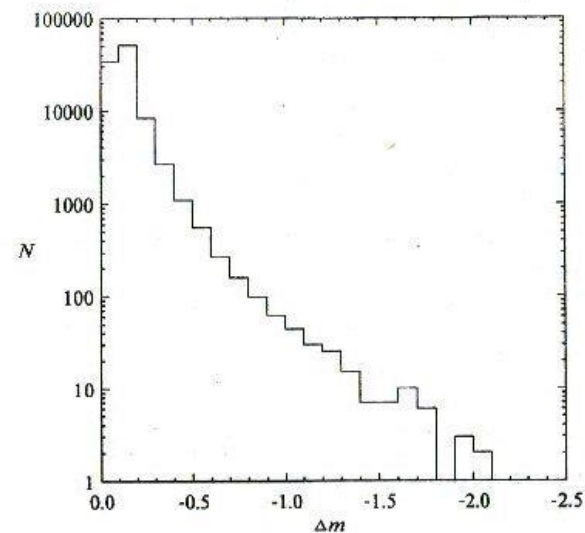
Фигура 4.4. Централната област на Фиг. 4.2, включваща квазара HS 1946+7658, увеличена 4-кратно. Размерът на полето е 1.3'x1.3'.



Фигура 4.5. Същото като на Фиг. 4.4, но след изваждането на PSF. Маркирани са обектите в полето, чиито стандартни звездни величини бяха определени. Разстоянията QSO-O1 и QSO-O3 са съответно 17.5" и 19.3".



Фигура 4.6. Същото като на Фиг. 4.2. Кавазарът и обектите с измерена звездна величина са маркирани (в центъра на полето). Долу вляво е маркирана добавената изкуствената звезда (S), имаща звездна величина $R_s = 22.913$.



Фигура 4.8. Хистограма на усилването. По ординатата е нанесен броят цикли N , за които сме получили усилване Δm (стъпката на хистограмата е 0.1 mag).

индикация за достоверността на фотометрията на обектите O1 до O4. В резултат от тези експерименти ние поставихме долна граница за звездните величини (R филтър) на галактиките, предизвикващи Mg II абсорбцията, от около 23 mag.

За да се провери възможността, част от светимостта на квазара HS 1946+7658 да се дължи на ефекта на гравитационна фокусировка, ние проведохме Монте Карло симулации на усилването на блясъка на квазара.

Численото моделиране е извършено в рамките на двуплоскостния модел (виж Глава 2). Сега ролята на лещи играят двете галактики (с червени отмествания $z_1 = 1.11903$ и $z_2 = 1.53448$), предизвикващи Mg II абсорбцията в спектъра на квазара. Тъй като

положението на квазара и разстоянията са известни, ние трябва да предположим положение и модел на разпределението на масата за всяка една от лещите. Също така приемаме, че блясъкът на квазара е усилен без да се създават нови изображения, т.е. предполагаем, че източникът (квазарът в отсъствие на гравитационни лещи) не лежи в "пръстена на Айнщайн" на нито една от лещите.

Положенията на лещите се избират по случаен начин в квадрат с размери $20'' \times 20''$ с център, съвпадащ с положението на квазара. Положенията на лещите, при които източникът лежи в "пръстена на Айнщайн" на поне една от лещите, се отхвърлят, за да не се предизвика многократно изображение на квазара. За двете лещи ние предположихме, че разпределението на масата е СИС с дисперсия на скоростта $\sigma_1 = \sigma_2 = 200 \text{ km s}^{-1}$. Съответните радиуси на "пръстена на Айнщайн" са $0.436''$ и $0.301''$. Схемата на числените симулации, които проведохме, е елементарна: за всеки цикъл положенията на двете лещи се избират по случаен начин в предварително зададената област, след което усиляването на блясъка на квазара се изчислява в звездни величини (формула (4.2)) и резултатът се записва във файл. По тази схема бяха реализирани 100 000 различни цикъла. На Фиг. 4.8 е представена хистограмата на усиляването. Флуктуациите на хистограмата са по-скоро резултат от сравнително малкия брой цикли, които реализирахме, отколкото резултат от някакъв реален ефект. Максималното усиляване, което получихме, е $\Delta m_{\text{max}} = -2.09 \text{ mag}$; в този случай квазарът се проектира близо до "пръстена на Айнщайн" на галактиката-леща със червено отместване z . Този резултат означава, че плътността на

Таблица 4.1. Вероятността P усиляването на блясъка на квазара да лежи в интервала $(\Delta m_1, \Delta m_2)$.

$\Delta m_1, \Delta m_2$	P [%]
0.0, -0.5	97.607
-0.5, -1.0	2.181
-1.0, -2.0	0.208
-2.0, -3.0	0.005

потока от квазара е усилен от лещите 6.87 пъти по отношение на истинската плътност. Минималното усиляване, което получихме, е

$\Delta m_{\text{min}} = -0.06 \text{ mag}$. В Таблица 4.1 е дадена вероятността $P(\Delta m_1 \geq \Delta m > \Delta m_2)$ усиляването да бъде в интервала $(\Delta m_1, \Delta m_2)$. Веднага се вижда, че усиляване на блясъка, равно или по-голямо от -1.0 mag , ще се наблюдава много рядко; от друга страна, вероятността усиляването да е по-малко от -0.5 mag е 97.607 %. Тези резултати показват, че част от светимостта на квазара може да се дължи на усиляване, породено от гравитационната фокусировка.

ОСНОВНИ РЕЗУЛТАТИ

Основните резултати, получени в съответните глави на дисертацията, могат да се сумират както следва:

ГЛАВА 2

(1). Предложените от нас модели на разпределение на масата в ГФС Q 2237+0305, а именно модели ИЕ+ПС и ИЕ+СИС, дават най-добро съответствие между наблюдаваните и изчислените характеристики на изображенията – $\chi^2_{\text{df}} = 0.35$ и $\chi^2_{\text{df}} = 0.44$ в сравнение с всички предишни модели на тази система. Показано е, че главният източник на приливо влияние е обектът, предизвикващ Mg II абсорбцията ($z = 0.5664$) в спектъра на квазара. Моделирането е извършено с помощта на софтуер, разработен от дисертанта на базата на подпрограмите "amoeba" и "ran3" ("Numerical Recipes", Press et al. 1986);

(2). В резултат на числено моделиране на разпределението на масата в главната галактика-леща на ГФС Q 2237+0305 са получени следните параметри (усреднени по модели ИЕ+ПС и ИЕ+СИС): централна дисперсия на скоростта $160.7 \pm 64.3 \text{ km s}^{-1}$, асимптотична ротационна скорост 257 km s^{-1} , горна граница на радиуса на ядрото 36 pc (използван е само модел ИЕ+СИС), отношение на полуосите 0.676, позиционен ъгъл на голямата полуос 64.3° . Така определените параметри са в добро съгласие с тези, определени от наблюденията. Направен е извод, че разпределението на масата в централната част на главната галактика-леща на ГФС Q 2237+0305 е почти сингулярно и почти изотермално ($\xi_\infty < 36 \text{ pc}$, $\eta \approx 1$);

(3). За главната галактика-леща са определени още масата,

заклучена в кръг с радиус $0.885''$, $M = 1.471^{+0.069}_{-0.010} \times 10^{10} M_{\text{Sun}}$ (ИЕ+СИС модел), и отношението маса-светимост (за централната област с радиус $1''$), $M/L_g = 6.8^{+0.3}_{-0.1} M_{\text{Sun}}/L_{g,\text{Sun}}$ (ИЕ+СИС модел). Въвеждането на втора плоскост на лещата намалява масата, заключена във въображаемия кръг, трасиран от изображенията, с 1.2%. Сравнявайки нашите модели с публикувани такива, ние показваме, че масата в кръга, формиран от изображенията, може да бъде определена с точност от около 4%;

(4). Определени са следните параметри, характеризиращи втората галактика-леща (модел ИЕ+СИС): централна дисперсия на скоростта $\leq (253.6 \pm 40\%) \text{ km s}^{-1}$; долна граница на радиуса на газовото хало (в което се появява Mg II абсорбцията) около 14 крс.

ГЛАВА 3

(1). В резултат от фотометрията на архивни CCD кадри, получени в Observatorio del Roque de los Muchachos, са построени криви на блясъка във В и V филтри за А и В изображенията на квазара Q 0957+561. Крос-корелационният анализ на комбинираните V криви на блясъка на А и В изображенията ни позволи да определим относителното време на закъснение между А и В изображенията на ГФС Q 0957+561, $\Delta t_{\text{AB}} = 430 \pm 15$ дни, както и относителното усилване между двете изображения, $\Delta m_{\text{AB}} = 0.15 \text{ mag}$;

(2). Комбинирайки определеното от нас време на закъснение с два модела на разпределение на масата в ГФС Q 0957+561, ние получихме следните стойности за параметъра на Хъбъл: $68 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ и $70 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ съответно.

ГЛАВА 4

(1). В резултат на фотометричните патрулни наблюдения на квазара с висока светимост HS 1946+7658, проведени от дисертанта в НАО "Рожен" с 2-м телескоп и CCD камера "Photometrics" за периода 1997-1998 г., е установено, че блясъкът на квазара остава постоянен в рамките на грешката. Това от своя страна ще доведе до по-лесното детектиране на евентуално ССУ;

(2). Анализирайки "дълбок" R кадър на полето около квазара HS 1946+7658, ние определихме долната граница (около 23 mag) за звездните величини на двете галактики, предизвикващи Mg II абсорбция в спектъра на квазара. Евентуалното регистриране на

поне една от галактиките ще улесни численото моделиране на усилването на блясъка на квазара, породено от гравитационната фокусировка;

(3). Численото моделиране на усилването на блясъка на квазара HS 1946+7658, породено от двете галактики, предизвикващи Mg II абсорбция в спектъра на квазара, показва, че ако ъгловото разстояние между галактиките и квазара е не повече от $10''$, то усилването на блясъка ще лежи в интервала $(-0.06, -2.09) \text{ mag}$, като вероятността усилването да е по-малко от -0.5 mag е 97.607%. Тези резултати показват, че част от светимостта на квазара може да се дължи на усилване, породено от гравитационната фокусировка.

ИЗПОЛЗВАНИ СЪКРАЩЕНИЯ

ГФС – Гравитационно Фокусирана Система.

СИС – Сингулярна Изотермална Сфера.

СИЕ – Сингулярен Изотермален Елипсoid.

ИЕ – Изотермален Елипсoid.

ПС – Приливно Смушчение.

ССУ – Събитие със Силно Усилване.

ПРЕДСТАВЯНЕ НА РЕЗУЛТАТИТЕ

Основните резултати от дисертацията са публикувани в журнални статии и в трудовете на международни конференции както следва:

1. "A Lens Model for Q2237+0305", Petrov G., Strigatchev A., Mihov B., 1996, Compt. rend. l'Acad. bulg. Sci., vol. 49, No 1, p. 5.
2. "Photometric Monitoring of Selected Quasars: The Highly Luminous Quasar HS 1946+7658", Mihov B.M., Bachev R.S., Strigachev A.S., Slavcheva L.S., Petrov G.T., 1999. In: Proc. IAU Symp. № 194 "Active Galactic Nuclei and Related Phenomena", eds. Terzian Y., Weedman D., Khachikian E. (Astron. Soc. Pacific), p. 175.
3. "CCD Photometry of QSO 0957+561 A & B for the Period 1987-1992 Using La Palma Archive", Slavcheva-Mihova L.S., Oknyanskij V.L., Mihov B.M., Astrophys. Sp. Sci., приета за печат.
4. "The external shear in the gravitationally lensed system Q 2237+0305:

a two-plane lens modelling", Mihov B.M., *Astron. Astrophys.*, приета за печат.

5. "Monte Carlo Simulations of Quasars' Brightness Magnification due to Gravitational Lensing: the Highly Luminous Quasar HS 1946+7658", Mihov B.M., In: Proc. Conf. "Balkan Meeting of Young Astronomers", приета за печат.

ЦИТИРАНА ЛИТЕРАТУРА

1. Alcock C., Akerlof C.W., Allsman R.A. et al., 1993, *Nature*, **365**, 621
2. Bartelmann M., Schneider P., 2000, "Weak Gravitational Lensing", MPA Preprint № 1283
3. Bechtold J., Ellingson E., 1992, *Astrophys. J.*, **396**, 20
4. Bergeron J., Boisse P., 1991, *Astron. Astrophys.*, **243**, 344
5. Bergeron J., Cristiani S., Shaver P.A., 1992, *Astron. Astrophys.*, **257**, 417
6. Bernstein G., Fischer P., 1999, *Astron. J.*, **118**, 14
7. Beskin G.M., Oknyanskij V.L., 1995, *Astron. Astrophys.*, **304**, 341
8. Biggs A.D., Browne I.W.A., Helbig P. et al., 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **304**, 349
9. Blandford R., Narayan R., 1986, *Astrophys. J.*, **310**, 568
10. Blandford R.D., Narayan R., 1992, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **30**, 311
11. Blanton M., Turner E.L., Wambsganss J., 1998, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **298**, 1223
12. Borgeest U., 1983, *Astron. Astrophys.*, **128**, 162
13. Chae K.-H., Khersonsky V.K., Turnshek D.A., 1998, *Astrophys. J.*, **495**, 609
14. Chen G.H., Kochanek C.S., Hewitt J.N., 1995, *Astrophys. J.*, **447**, 62
15. Chincarini G., Rood H.J., 1976, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **88**, 388
16. Cooke J.H., Kantowski R., 1975, *Astrophys. J.*, **195**, L11
17. Dyson F.W., Eddington A.S., Davidson C.R., 1920, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, **62**, 291
18. Etherington I., 1933, *Phil. Mag.*, **15**, 761
19. Falco E.E., Lehar J., Perley R.A. et al., 1996, *Astron. J.*, **112**, 897
20. Falco E.E., Kochanek C.S., Lehar J. et al., 1999, astro-ph/9901037
21. Fitte C., Adam G., 1994, *Astron. Astrophys.*, **282**, 11
22. Foltz C.B., Hewitt P.C., Webster R.L., Lewis G.F., 1992, *Astrophys. J.*, **386**, L34
23. Freedman W.L., Mould J.R., Kennicutt R.C. et al., 1998, astro-ph/

9801080

24. Gould A., 2000, astro-ph/0004042
25. Grogin N.A., Narayan R., 1996, *Astrophys. J.*, **464**, 92
26. Hagen H.-J., Cordis L., Engels D. et al., 1992, *Astron. Astrophys.*, **253**, L5
27. Hewitt J.N., Turner E.L., Schneider D.P. et al., 1988, *Nature*, **333**, 537
28. Hintzen P., Maran S.P., Michalitsianos A.G. et al., 1990, *Astron. J.*, **99**, 45
29. Huchra J., Gorenstein M., Kent S. et al., 1985, *Astron. J.*, **90**, 691
30. Kassiola A., Kovner I., 1993, *Astrophys. J.*, **417**, 450
31. Kayser R., Refsdal S., 1983, *Astron. Astrophys.*, **128**, 156
32. Kayser R., 1986, *Astron. Astrophys.*, **157**, 204
33. Kayser R., 1990, *Astrophys. J.*, **357**, 309
34. Keel W.C., 1982, *Astrophys. J.*, **255**, 20
35. Keeton C.R., Kochanek C.S., Seljak U., 1997, *Astrophys. J.*, **482**, 604
36. Keeton C.R., Falco E.E., Impey C.D. et al., 2000, astro-ph/0001500
37. Kent S.M., Falco E.E., 1988, *Astron. J.*, **96**, 1570
38. Kneib J.-P., Mellier Y., Fort B., Mathez G., 1993, *Astron. Astrophys.*, **273**, 367
39. Kochanek C.S., Apostolakis J., 1988, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **235**, 1073
40. Kochanek C.S., 1991, *Astrophys. J.*, **373**, 354
41. Kochanek C.S., 1996, "Is There a Cosmological Constant?", CFA Preprint № 4258
42. Koopmans L.V.E., Fassnacht C.D., 1999, *Astrophys. J.*, **527**, 513
43. Kovner I., 1987, *Astrophys. J.*, **312**, 22
44. Kundic T., Turner E.L., Colley W.N. et al., 1997, *Astrophys. J.*, **482**, 75
45. Le Brun V., Bergeron J., Boisse P. et al., 1993, *Astron. Astrophys.*, **279**, 33
46. Lynds R., Petrosian V., 1986, *Bull. Am. Astron. Soc.*, **18**, 1014
47. Myers S.T., Baker J.E., Readhead A.C.S. et al., 1997, *Astrophys. J.*, **485**, 1
48. Narayan R., Bartelmann M., 1996, "Lectures on Gravitational Lensing", MPA Preprint № 961
49. Oknyanskij V.L., 1994, *Astrophys. Sp. Sci.*, **222**, 157
50. Osoz A. et al., 1997, *Astrophys. J.*, **479**, L89
51. Pei Y.C., 1995, *Astrophys. J.*, **440**, 485
52. Pijpers F.P., 1997, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **289**, 933
53. Press W.H., Flannery B.P., Teukolski S.A., Vetterling W.T., 1986, "Numerical Recipes" (Cambridge Univ. Press, Cambridge)

54. Racine R., 1991, *Astron. J.*, **102**, 454
55. Racine R., 1992, *Astron. J.*, **102**, 454
56. Refsdal S., 1964, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **128**, 307
57. Refsdal S., Surdej J., 1993, "Gravitational Lenses", ESO Preprint № 952
58. Ries A.G. et al., 1998, *Astron. J.*, **116**, 1009
59. Rix H.-W., Schneider D.P., Bahcall J.N., 1992, *Astron. J.*, **104**, 959
60. Rubin V.C., Burstein D., Kent Ford Jr., W. et al., 1985, *Astrophys. J.*, **289**, 81
61. Schild R., Thomson D.J., 1995, *Astron. J.*, **109**, 1970
62. Schild R., Thomson D.J., 1997, *Astron. J.*, **113**, 130
63. Schmidt R., Webster R.L., Lewis G.F., 1998, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **295**, 488
64. Schneider P., 1985, *Astron. Astrophys.*, **143**, 413
65. Schneider P., Weiss A., 1987, *Astron. Astrophys.*, **171**, 49
66. Schneider P., 1995, "Cosmological Applications of Gravitational Lensing", MPA Preprint № 901
67. Soucail G., Fort B., Mellier Y., Picat J.P., 1987, *Astron. Astrophys.*, **172**, L14
68. Stetson P., 1987, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **99**, 191
69. Subramanian K., Cowling S.A., 1986, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **219**, 333
70. Tonry J.L., Franx M., 1999, *Astrophys. J.*, **515**, 512
71. Tripp T.M., Lu L., Savage B.D., 1996, *Astrophys. J. Suppl.*, **102**, 239
72. Trotter C.S., Winn J.N., Hewitt J.N., 2000, astro-ph/0001022
73. Tyson J.A., Valdes F., Wenk R.A., 1990, *Astrophys. J.*, **349**, L1
74. Veron-Cetty M.-P., Veron P., 2000, "A Catalogue of Quasars and Active Nuclei" (9th Edition), ESO Scientific Report №19
75. Wallington S., Narayan R., 1993, *Astrophys. J.*, **403**, 517
76. Walsh D., Carswell R.F., Weymann R.J., 1979, *Nature*, **279**, 381
77. Wabsgans J., 1998, "Gravitational Lensing in Astronomy", astro-ph/9812021
78. Webster R.L., Ferguson A.M.N., Corrigan R.T. et al., 1991, *Astron. J.*, **102**, 1939
79. Weinberg S., 1972, "Gravitation and Cosmology", Freeman, New York
80. Witt H.-J., Mao S., 1997, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **291**, 211
81. Yee H.K.C., 1988, *Astron. J.*, **95**, 1331
82. Zwicky F., Karpowicz M., Kowal C., 1965, "Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies" (California Institute of Technology, Pasadena), Vol. V