

# Własności optyczne galaktyk macierzystych gigantycznych radioźródeł

**Agnieszka Kuźmicz**

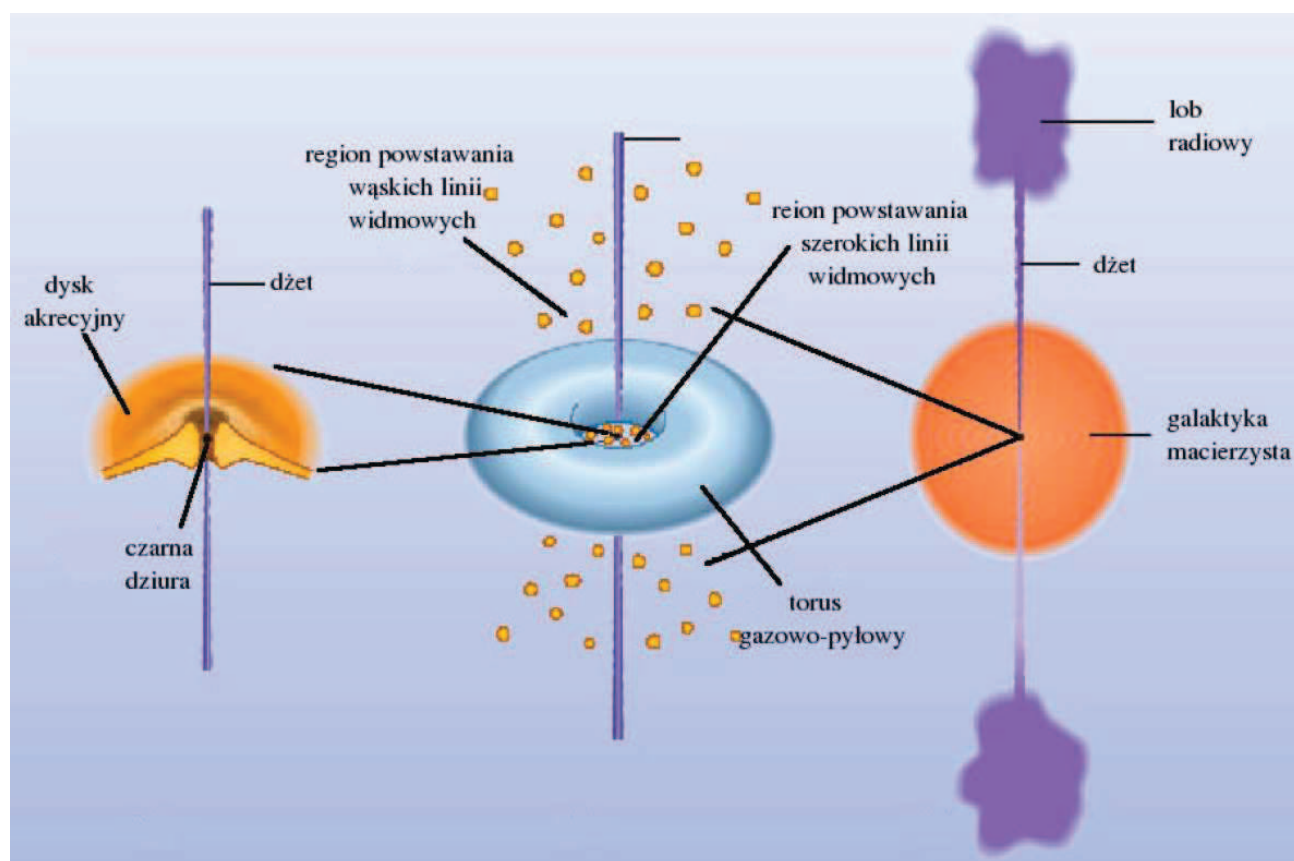
Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu Jagiellońskiego, ul. Orła 171, 30-244 Kraków

[agn.kuzmicz@gmail.com](mailto:agn.kuzmicz@gmail.com)

## Wstęp

Aktywne jądra galaktyk (AGNy) są jednymi z najbardziej energetycznych obiektów we Wszechświecie. Są obserwowane we wszystkich zakresach długości fali – od promieniowania w dziedzinie radiowej do promieniowania X i gamma. Ich duża jasność nie jest wywołana promieniowaniem poszczególnych gwiazd w galaktyce lecz ma źródło w wysokoenergetycznych procesach zachodzących w centralnych częściach galaktyki. Uważa się, że promieniowanie AGNów jest wywołane na skutek procesów akrecji materii na supermasywną czarną dziurę znajdującą się w centrum galaktyki. Aktywne jądra galaktyczne są obserwowane jedynie w 10% wszystkich obecnie znanych galaktyk. Zgodnie z ogólnie przyjętym modelem AGNu supermasywna czarna dziura jest otoczona dyskiem akrecyjnym, poprzez który materia spływa na nią. W wyniku utraty momentu pędu emitowane jest silne promieniowanie UV oraz X, które jonizuje obłoki gazowe poruszające się w polu grawitacyjnym czarnej dziury. Na skutek jonizacji gazu następuje reemisja promieniowania obserwowana w postaci emisyjnych linii widmowych: szerokich lub wąskich w zależności od tego, czy pochodzi ona z rejonów gdzie obłoki gazowe poruszają się z dużymi czy małymi prędkościami (są to tzw. broad line regions – BLRs oraz narrow line regions – NLRs). Przypuszcza się, że czarna dziura wraz z dyskiem akrecyjnym i obłokami gazowymi jest otoczona torusem gazowo pyłowym. Zaledwie 10% AGNów promieniuje w dziedzinie radiowej. W tym zakresie długości fali obserwuje się dwie przeciwnie skierowane strugi tzw. dżety radiowe, które są wystrzeliwane z centrum AGNu w przestrzeń międzygalaktyczną. Schematyczna budowa AGNu przedstawiona jest na rysunku 1, natomiast typowe skale wielkości podstawowych jego składników podane są w Tabeli 1.

Przedstawiony powyżej obraz AGNu wynika z wielu badań zarówno obserwacyjnych, jak i teoretycznych. Jednakże nasza wiedza odnośnie procesów fizycznych zachodzących w AGNach, jego dynamiki oraz geometrii w dalszym ciągu nie została



Rys. 1. Schematyczna budowa aktywnego jądra galaktycznego.

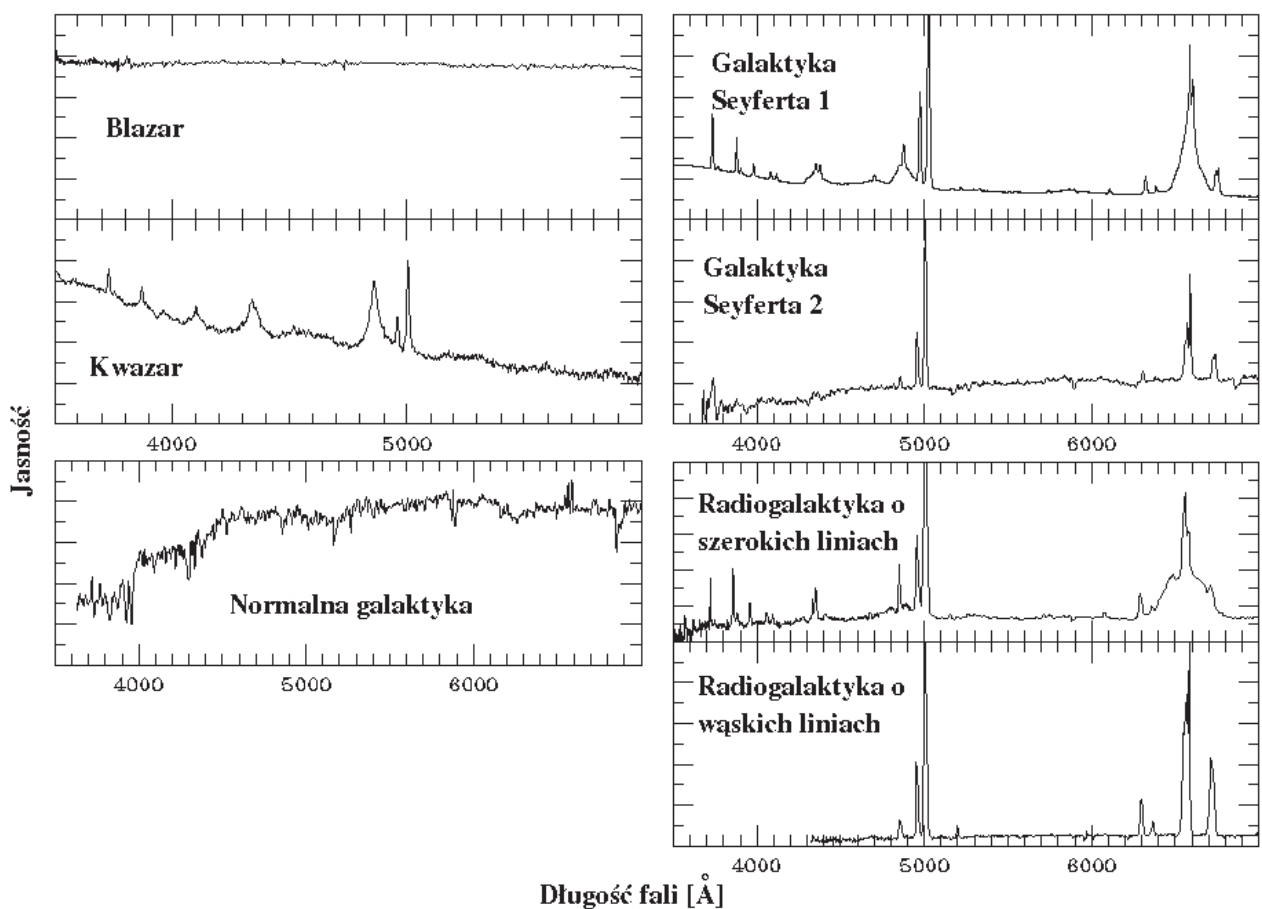
Tabela 1. Typowe skale wielkości poszczególnych składowych aktywnego jądra galaktycznego.

Parametr	Wartość
Masa czarnej dziury	$10^5 - 10^9 M_{\odot}$
Zakres jasności	$10^{42} - 10^{48}$ erg/s
Skale czasowe zmienności	minuty – dekady
Eddingtonowskie tempo akrecji	0.01-1
Rozmiar dysku akrecyjnego	0-3 pc
Rozmiar rejonu powstawania szerokich linii	10-21 pc
Dyspersja prędkości BLR	>1000-2000 km/s
Temperatura BLR	$10^4$ K
Rozmiar torusa gazowo-pyłowego	10-100 pc
Temperatura pyłu w torusie	kilkaset K
Rozmiar rejonu powstawania wąskich linii	100-10000 pc
Dyspersja prędkości w NLR	<1000-2000 km/s

do końca wyjaśniona i poznana. AGNy są dzielone na różne klasy oraz podklasy w zależności od obserwowanych własności w różnych zakresach długości fali. Biorąc pod uwagę emisję radiową, AGNy są dzielone na obiekty radiowo głośne bądź ciche. Na podstawie własności widm optycznych można wyróżnić również poniższe klasy:

- Typ 1 – AGNy o szerokich liniach emisyjnych oraz jasnym kontynuum: kwazary, galaktyki Seyferta 1, oraz galaktyki o szerokich liniach emisyjnych,
- Typ 2 – AGNy o wąskich liniach emisyjnych oraz słabej emisji kontynuum: galaktyki Seyferta 2, galaktyki o wąskich liniach emisyjnych,
- Typ 0 – AGNy o słabych liniach emisyjnych oraz silnej emisji kontynuum: blazary.

Przykładowe widma poszczególnych klas przedstawione są na rysunku 2.

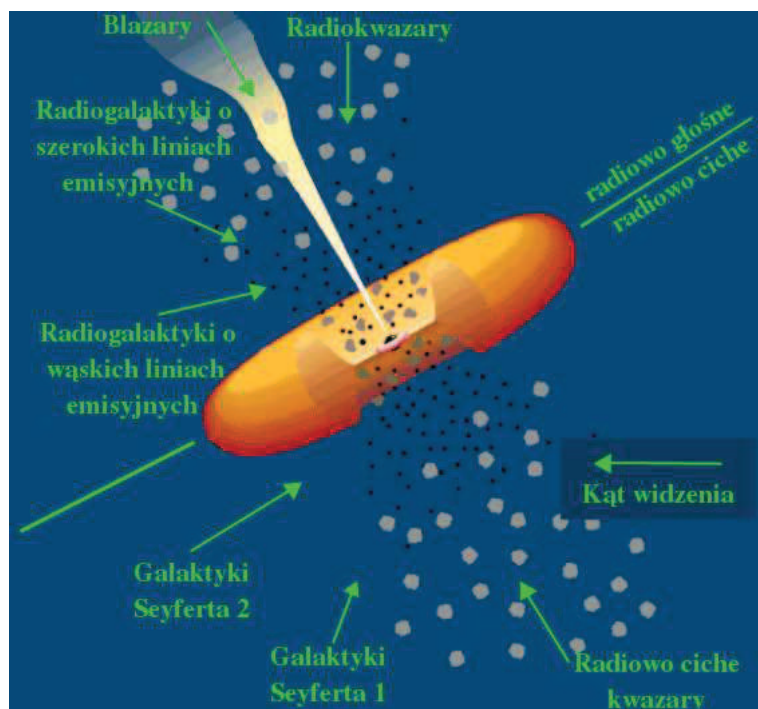


Rys. 2. Przykładowe widma optyczne różnych typów aktywnych jąder galaktycznych.

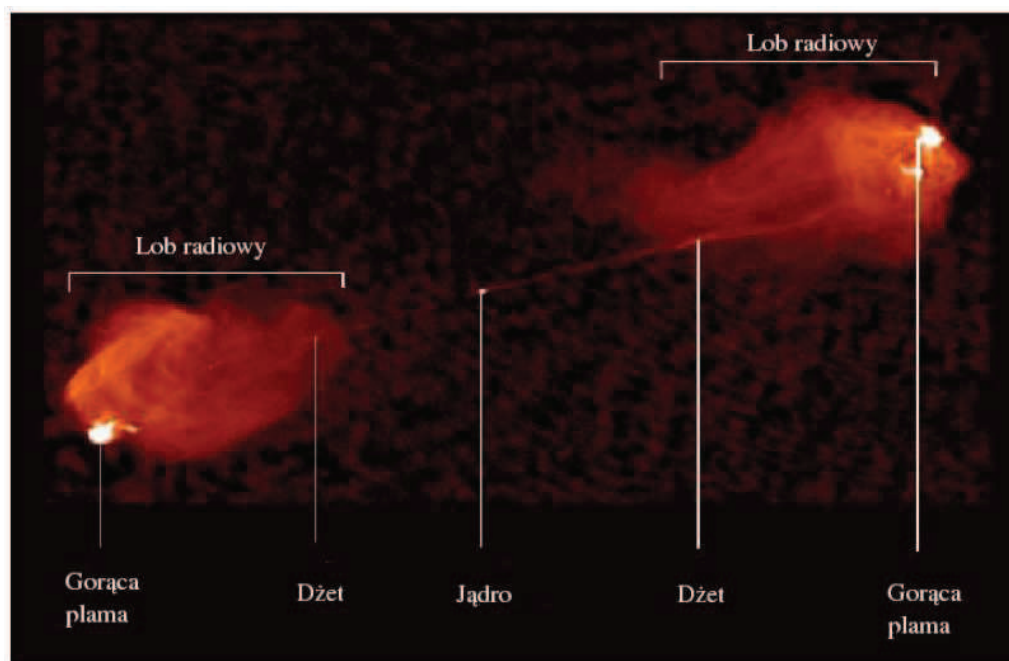
Z powodu istnienia wielu typów AGNów, stworzono model unifikacji, który tłumaczyłby taką różnorodność obserwowanych źródeł (Antonucci 1993, Urry i Padovani 1995). Opiera się on na tym, że widoczne różnice w obserwowanych własnościach poszczególnych typów AGNów są wynikiem różnej orientacji tych obiektów w stosunku do obserwatora (Rys. 3).

Szczególną klasą AGNów, którą będę się w dalszej części pracy zajmować, są radioźródła. Morfologia oraz rozmiary ich struktur radiowych są bardzo zróżnicowa-

ne (od rozmiarów rzędu kiloparseków do megaparseków). Budowa radioźródła przedstawiona jest na rysunku 4. Tak jak zostało to już wcześniej wspomniane, z centralnego źródła wychodzą dzety radiowe, które są skolimowanymi strugami naładowanych cząstek (elektronów, protonów) poruszających się z relatywistycznymi prędkościami w polu magnetycznym. Na skutek oddziaływania dzetu z ośrodkiem międzygalaktycznym tworzą się tzw. loby radiowe zakończone gorącymi plamami będącymi miejscami, w których tworzy się front uderzeniowy.



Rys. 3. Klasyfikacja aktywnych jąder galaktyk w zależności od kąta widzenia. Górna część rysunku przedstawia podział AGNów radiowo głośnych, dolna część: podział AGNów radiowo cichych.



Rys. 4. Przykładowa budowa radioźródła pozagalaktycznego.

Największymi pojedynczymi obiektami we Wszechświecie są gigantyczne radioźródła. Ich rozmiary, przekraczające 0.72 Mpc, są porównywane z rozmiarami gromad galaktyk. Stanowią one bardzo mały procent (<1%) wszystkich radiogalaktyk. Obecnie znanych jest około 240 gigantów z czego 8% jest stowarzyszonych z kwazarami. Największa znana obecnie struktura radiowa, o rozmiarze 4.69 Mpc, obserwowana jest w obiekcie 3C236 (Machalski i in. 2008). Przyczyny powstawania gigantycznych radioźródeł są jak dotąd nie do końca poznane i wyjaśnione. Przypuszcza się, że mogą to być bardzo stare radioźródła, które zdażyły wyewoluować do tak dużych rozmiarów. Wyniki badań wieków gigantycznych radioźródeł (np. Kuligowska i in. 2009, Machalski, Jamrozy i Saikia 2009) potwierdzają, że są one stare, jednak obserwuje się inne, równie stare, radioźródła, które nie są gigantami. Tak więc wiek nie jest jedynym czynnikiem, który jednoznacznie odpowiada za powstawanie wielkoskalowych struktur radiowych. Rozważa się również hipotezę mówiącą o tym, że giganty ewoluują w rzadkim ośrodku przez co rozchodzące się w nim dżety radiowe mogą bez większych oporów propagować się na duże odległości od galaktyki macierzystej (np. Machalski i Jamrozy 2006, Subrahmanyan i in. 2008). Ta hipoteza nie jest jednak wystarczająca by wytłumaczyć istnienie wszystkich gigantów, gdyż obserwuje się również giganty na dużych przesunięciach ku czerwieni, gdzie gęstość otaczającego je ośrodka jest większa. Powtarzające się cykle aktywności radiowej również są proponowane jako jedna z możliwych przyczyn powstawania gigantów (np. Machalski i in. 2011, Schoenmakers i in. 2000) jednak jak dotąd nie dają one jednoznacznych wyników. Rozważa się również hipotezę, w której za powstawanie wielkoskalowych struktur radiowych mogą być odpowiedzialne specyficzne własności centralnych aktywnych jąder. Sprawdzenie tej ostatniej hipotezy stanowi dalszą treść poniższej pracy. Poprzez porównanie parametrów charakteryzujących strukturę radiową (opisanych poniżej) z parametrami centralnego aktywnego jądra (np. masą czarnej dziury, tempem akrecji) szukałam czy istnieje jakaś pośrednia lub bezpośrednia zależność pomiędzy własnościami radioźródła a własnościami centralnych AGNów.

### **Próbka gigantycznych kwazarów**

W moich badaniach analizowałam próbkę 45 gigantycznych radiokwazarów wyselekcjonowanych z przeglądów radiowych: Gregg i in. (1996), Becker i in. (2001), White i in. (2000), and de Vries i in. (2006), Kuligowska i in. (2009). Jako próbkę porównania wzięłam radiokwazary o mniejszych rozmiarach struktur radiowych – 49 obiektów (0.1-0.7 Mpc) z pracy Nilssona (1998). Radioźródła z próbki porównania selekcjonowane były w oparciu o poniższe kryteria:

- Posiadały ogólnie dostępne widma optyczne w przeglądzie SDSS.
- Miały przesunięcia ku czerwieni w zakresie od  $z = 0.4$  do  $z = 2$  (tak jak próbka gigantów).
- Ich zrzutowany rozmiar struktur radiowych na sferę niebieską był większy niż 0.2 minuty łuku – ograniczenie to pozwala na rozseparowanie łobów



radiowych.

Wszystkie badane przeze mnie radiokwazary posiadały dostępne widma optyczne jak również dane z przeglądów radiowych nieba: FIRST, NVSS.

## Próbka gigantycznych galaktyk

Do moich analiz zostało wybrane 45 gigantycznych radiogalaktyk, dla których dostępne były dane spektroskopowe oraz radiowe – podobnie jak w przypadku gigantycznych radiokwazarów. Jako próbkę porównawczą wykorzystałam radioźródła z katalogu Kozieł-Wierzbowska i Stasińska (2011), w którym znajduje się 401 radiogalaktyk (w szerokim zakresie rozmiarów – od bardzo zwartych do bardzo rozciągniętych). Po odrzuceniu gigantów, które znajdowały się w katalogu, do analiz porównawczych wykorzystałam ostatecznie 385 radiogalaktyk.

## Analiza danych radiowych

Wykorzystując pakiet AIPS (Astronomical Image Processing System), zmierzone zostały podstawowe parametry charakteryzujące strukturę radiową radioźródła tj.:

1. stosunek długości poszczególnych lobów radiowych,  $Q$ ;
2. kąt  $\beta$ , określający na ile loby radiowe nie są współliniowe;
3. stosunek strumieni poszczególnych lobów radiowych,  $F$ ;
4. całkowita moc radiowa radioźródła  $P_{tot}$  oraz moc radiowa jądra  $P_{core}$ , wyznaczone w oparciu o formułę podaną przez Brown, Webster i Boyle (2001):

$$\log P_{tot}(WHz^{-1}) = \log S_{tot}(mJy) - (1 + \alpha) \cdot \log(1 + z) + 2 \log(D_L(Mpc)) + 17.08$$

gdzie:  $\alpha$  jest indeksem spektralnym,  $D_L$  – odległością jasnościową,  $z$  – przesunięciem ku czerwieni,  $S_{tot}$  – zmierzonym całkowitym strumieniem radiowym. Do wyznaczenia mocy radiowej jądra wykorzystana została ta sama formuła (w miejscach gdzie znajdują się wielkości z indeksem  $tot$  trzeba zamienić na indeks  $core$ ). Dla gigantycznych radiokwazarów przyjąłam  $\alpha_{tot} = -0.6$  (Wardle i in. 1997),  $\alpha_{core} = -0.3$  (Zhang i Fan 2003), natomiast dla gigantycznych radiogalaktyk  $\alpha_{core} = -0.5$ ,  $\alpha_{tot} = -0.75$ .

5. Inklinacja  $i$  – kąt pomiędzy osią dżetu a obserwatorem ( $i = 90$  oznacza, że obiekt leży w płaszczyźnie nieba), wyznaczany w oparciu o formułę:

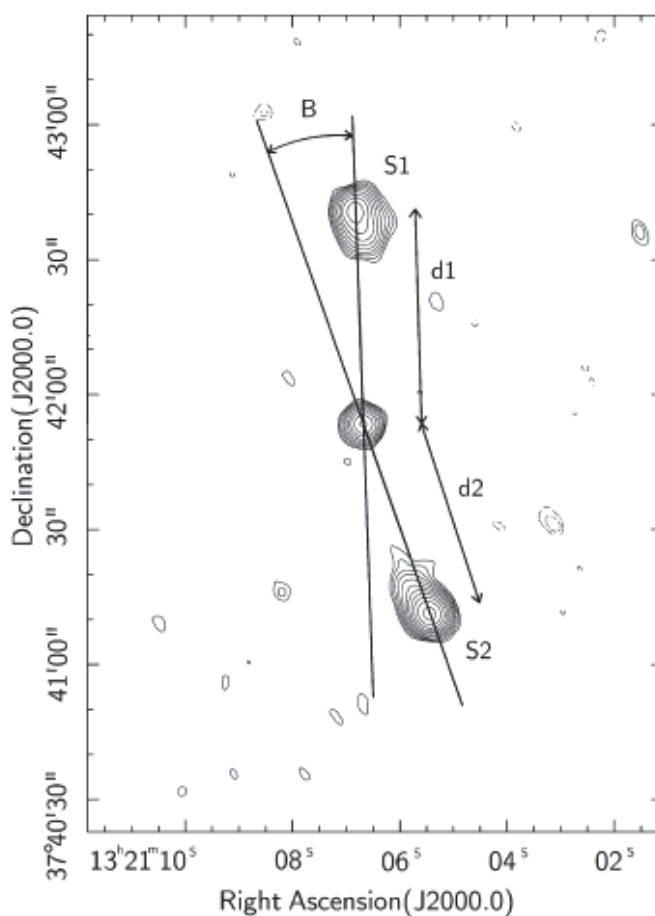
$$i = \left[ \arccos \left( \frac{1}{\beta_j} \cdot \frac{(s-1)}{(s+1)} \right) \right]$$

gdzie:  $\beta_j$  jest prędkością dżetu radiowego wyrażoną w jednostkach prędkości światła (Hocuk i Barthel 2010). Dla wszystkich badanych obiektów przyjęłam  $\beta_j = 0.6$  zgodnie z Wardle i in. (1997) oraz Arshakian i Longair (2004). Wielkość  $s$  zdefiniowana jest jako:

$$s = (S_j/S_{cj})^{1/2-\alpha}$$

gdzie  $S_j$  oraz  $S_{cj}$  są maksymalnymi wielkościami strumienia radiowego odpowiednio w lobie bliższym i dalszym od jądra.

Poszczególne parametry struktur radiowych zostały przedstawione są na rysunku 5.

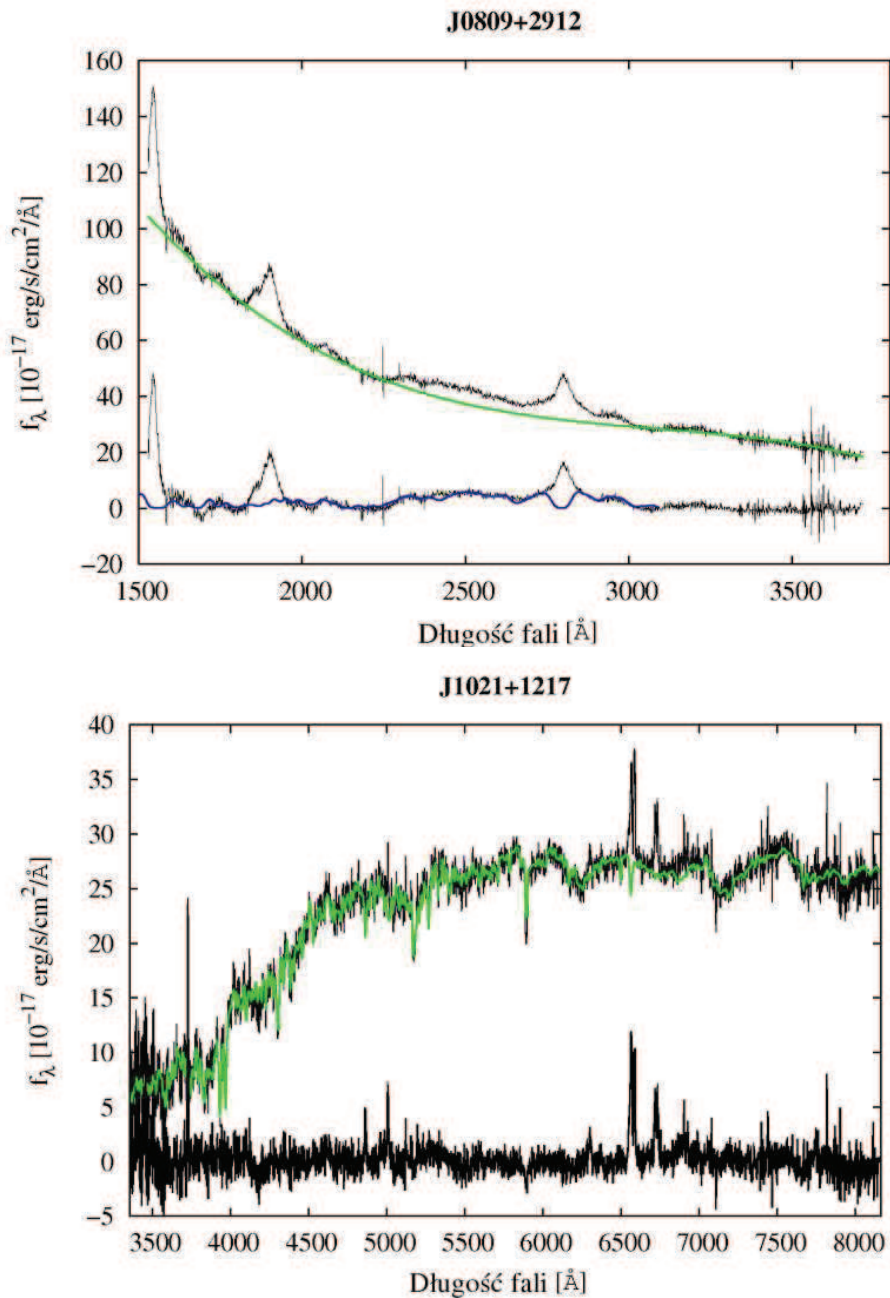


Rys. 5. Mapa radiowa radioźródła z zaznaczonymi podstawowymi parametrami opisującymi struktury radiowe.

## Analiza danych spektroskopowych

Wszystkie widma optyczne zostały zredukowane za pomocą pakietu IRAF (Reduction and Analysis Facility). W pierwszym kroku zostały one poprawione na ekstynkcję galaktyczną a następnie przesunięte do zerowego redsziftu. W celu wykonania pomiarów poszczególnych linii widmowych oraz innych parametrów, zostało dopasowane kontinuum widmowe. W przypadku kwazarów do obserwowanego widma

dopasowywane było kontinuum potęgowe niskiego stopnia, w tych przedziałach długości fali gdzie nie obserwuje się emisyjnych linii widmowych (np. 1320-1350 Å,



Rys. 6. Górny diagram: widmo gigantycznego radiokwazara J0809+2912 z dopasowanym kontinuum potęgowym zaznaczonym zieloną linią (górna część diagramu) oraz widmo z odjętym kontinuum potęgowym, do którego zostało dopasowane kontinuum pochodzące od linii żelaza (dolna część diagramu). Dolny diagram: widmo gigantycznej radiogalaktyki J1021+1217 z dopasowanym kontinuum gwiazdowym – zielona linia na górnym widmie oraz widmo tej samej radiogalaktyki po odjęciu kontinuum gwiazdowego – dolne widmo.

1430-1460 Å, 1790-1830 Å, 3030-3090 Å, 3540-3600 Å oraz 5600-5800 Å). Następnie dopasowane zostało kontinuum pochodzące od emisji żelaza. W zakresie UV (1250-1350 Å) wykorzystałam szablon emisji żelaza opracowany przez Vestergaard i Wilkes (2001), a w zakresie 3535–7530 Å Veron-Cetty, Joly i Veron (2004). Przykładowe dopasowanie przedstawione zostało na rysunku 6 (górnym diagramie).



Dla galaktyk kontinuum widmowe – zdominowane przez emisję pochodzenia gwiazdowego, zostało dopasowane przy użyciu programu Starlight (<http://www.astro.ufsc.br/starlightst>; Cid Fernandes i in. 2005). W oparciu o bazę 150 widm charakterystycznych dla gwiazd o danym wieku oraz metaliczności ( $1 \text{ Myr} \leq t_* \leq 18 \text{ Gyr}$ ;  $0.005 \leq Z/Z_{\odot} \leq 2.5$ ) program dopasowuje kontinuum jako superpozycję widm poszczególnych gwiazd. Dzięki takiemu dopasowaniu otrzymujemy również informację o tym z jakich gwiazd zbudowana jest galaktyka oraz np. wartość dyspersji prędkości gwiazd w galaktyce. Przykładowe dopasowanie przedstawione zostało na rysunku 6 (dolny diagram).

Przypuszcza się, że centralna supermasywna czarna dziura odgrywa bardzo ważną rolę w „życiu” aktywnego jądra, jednakże historia formowania się czarnych dziur nie jest do końca wyjaśniona. Była ona tematem wielu badań np. Marconi i in. (2004), King i Pringle (2006), Netzer i in. (2007), Volonteri i Begelman (2010). Najbardziej prawdopodobnym procesem zasilania masy czarnej dziury są procesy akrecji opisywane zazwyczaj za pomocą współczynnika efektywności akrecji  $\eta$  (efektywność zamiany masy na promieniowanie) oraz eddingtonowskiego tempa akrecji  $\dot{m}$  będącego stosunkiem jasności bolometrycznej do jasności Eddingtona. Przykładowo, dla dysku akrecyjnego wokół rotującej czarnej dziury o masie  $M_{BH} = 10^8 M_{\odot}$ ,  $\eta = 0.1$  oraz jasności typowej dla kwazara, wartość tempa akrecji potrzebna do tego by utrzymać jasność dysku akrecyjnego powinna być na poziomie 1-10  $M_{\odot}$ /rok. Istnieje kilka metod, za pomocą których masa czarnej dziury ( $M_{BH}$ ) znajdującej się w galaktyce może być wyznaczona (estymowana). Każda z metod jest dostosowana do typu obiektu, dla którego chcemy wyznaczyć masę. Ja skupię się głównie na dwóch metodach, których używałam do wyznaczenia mas w stosunkowo odległych kwazarach oraz galaktykach aktywnych.

W przypadku kwazarów stosuje się tzw. metodę rewerberacji (Peterson 1993). Polega ona na obserwacjach zmienności emisji kontinuum oraz linii widmowych. Jeśli jasność centralnego źródła (dysku akrecyjnego wokół czarnej dziury) wzrośnie (tzn. emitowana jest większa ilość promieniowania UV jonizującego obłoki gazowe), wówczas po pewnym czasie będziemy obserwować wzmocnienie linii widmowych pochodzących z obłoków poruszających się w najbliższym otoczeniu czarnej dziury. Opóźnienie czasowe, które zostanie zaobserwowane będzie odpowiadało czasowi propagacji fotonu z centralnego źródła do rejonów emisji linii widmowych. Tym samym da to nam informację o odległości tych rejonów od centrum. Obłoki emitujące linie widmowe poruszają się w polu grawitacyjnym czarnej dziury tak więc spełniona jest zależność:

$$M_{BH} = \frac{R_{BLR} V_{BLR}^2}{G}$$

gdzie:  $R_{BLR}$  jest odległością rejonów emisji linii widmowych od centrum,  $V_{BLR}$  – prędkością z jaką poruszają się obłoki emitujące linie,  $G$  – stałą grawitacyjną. Prędkość  $V_{BLR}$  może być wyznaczona jako:

$$V_{BLR} = f \cdot FWHM$$

gdzie FWHM jest szerokością połówkową emisyjnej linii widmowej (poszerzenie dopplerowskie linii) natomiast współczynnik  $f$  zależy od struktury, kinematyki oraz orientacji regionu powstawania szerokich linii widmowych. Zazwyczaj, z powodu braku powyższych informacji dla konkretnego AGNu, przyjmuje się wartość  $f = \sqrt{3/2}$  odpowiadającą sferycznemu, przypadkowemu rozkładowi obłoków gazowych.

Na podstawie obserwacji kilkudziesięciu kwazarów stwierdzono, że istnieje zależność łącząca rozmiar regionu powstawania szerokich linii emisyjnych ( $R_{BLR}$ ) a jasnością kontinuum widmowego ( $\lambda L_\lambda$ ) na konkretnej długości fali (w tym przypadku  $\lambda = 5100 \text{ \AA}$ , Kaspi i in. (2000, 2005):

$$R_{BLR} \sim \lambda L_\lambda (5100 \text{ \AA})^{0.70 \pm 0.03}$$

W oparciu o powyższą zależność, do wyznaczenia masy czarnej dziury, możliwe jest użycie przybliżonej metody rewerberacji dla obiektów, dla których nie były prowadzone długo trwające obserwacje zmienności. Mając widmo kwazara masa czarnej dziury może zostać wyznaczona w oparciu o pomiar szerokości emisyjnej linii widmowej oraz jasności kontinuum na konkretnej długości fali:

$$M_{BH} = A \cdot 10^6 \left( \frac{\lambda L_\lambda}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}} \right)^B \cdot \left( \frac{FWHM}{1000 \text{ kms}^{-1}} \right)^2 M_\odot$$

Stałe kalibracyjne  $A$  i  $B$  głównie zależą od tego jakiej linii emisyjnej użyjemy do wyznaczania masy czarnej dziury. Dla linii magnezu MgII (2798  $\text{\AA}$ ), za pomocą której wyznaczałam masy czarnych dziur dla badanych przeze mnie źródeł, stałe  $A$  i  $B$  mają wartości  $A = 7.24$ ,  $B = 0.5$  (Vestergaard i Osmer 2009).

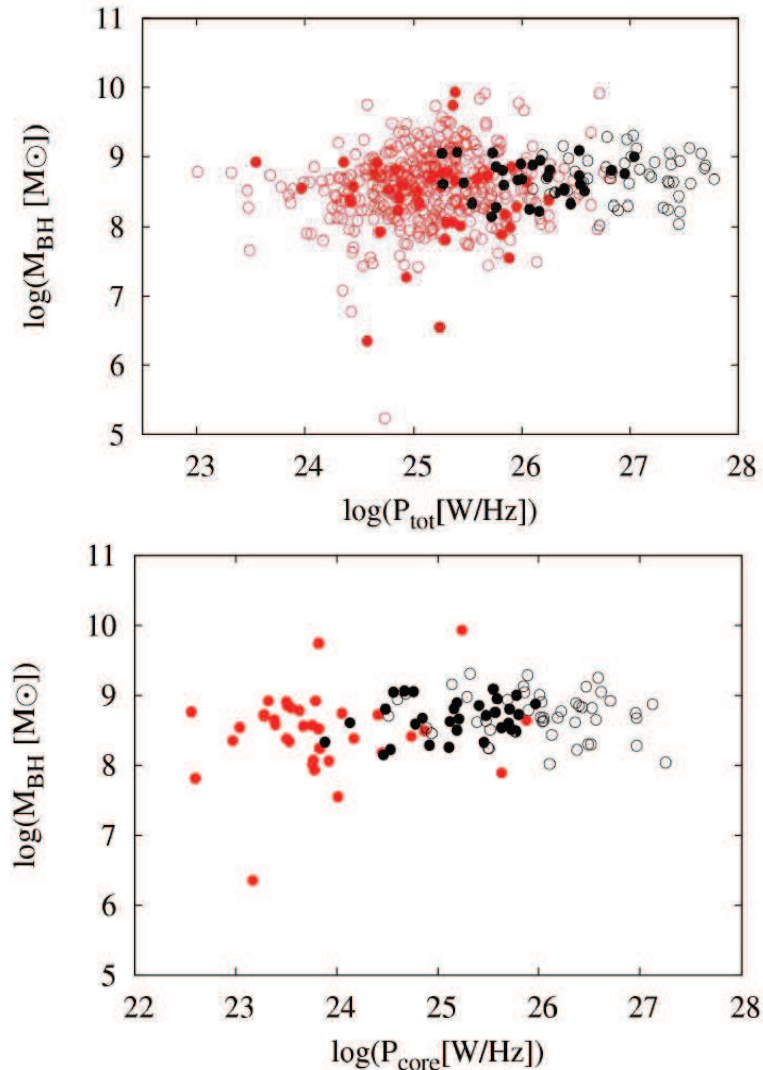
W przypadku aktywnych galaktyk opisana wyżej metoda nie może być zastosowana gdyż centralne regiony (dysk akrecyjny oraz szybko poruszające się obłoki gazowe) nie mogą być bezpośrednio obserwowane – zazwyczaj są zasłonięte przez torus gazowo pyłowy. Promieniowanie, które obserwujemy pochodzi głównie od gwiazd wchodzących w skład galaktyki. Ferrarese i Merritt (2000), Gebhardt i in. (2000) znaleźli, że istnieje bardzo silna korelacja pomiędzy masą czarnej dziury a dyspersją prędkości gwiazd  $\sigma_*$  w zgrubieniu centralnym galaktyki:

$$\log \left( \frac{M_{BH}}{M_\odot} \right) = \alpha + \beta \log \left( \frac{\sigma_*}{200 \text{ kms}^{-1}} \right)$$

gdzie stałe  $\alpha = 8.13 \pm 0.05$ ,  $\beta = 5.13 \pm 0.34$  (Graham 2011). Jak dotąd nie wyjaśniono skąd ta silna korelacja się bierze.

## Wyniki

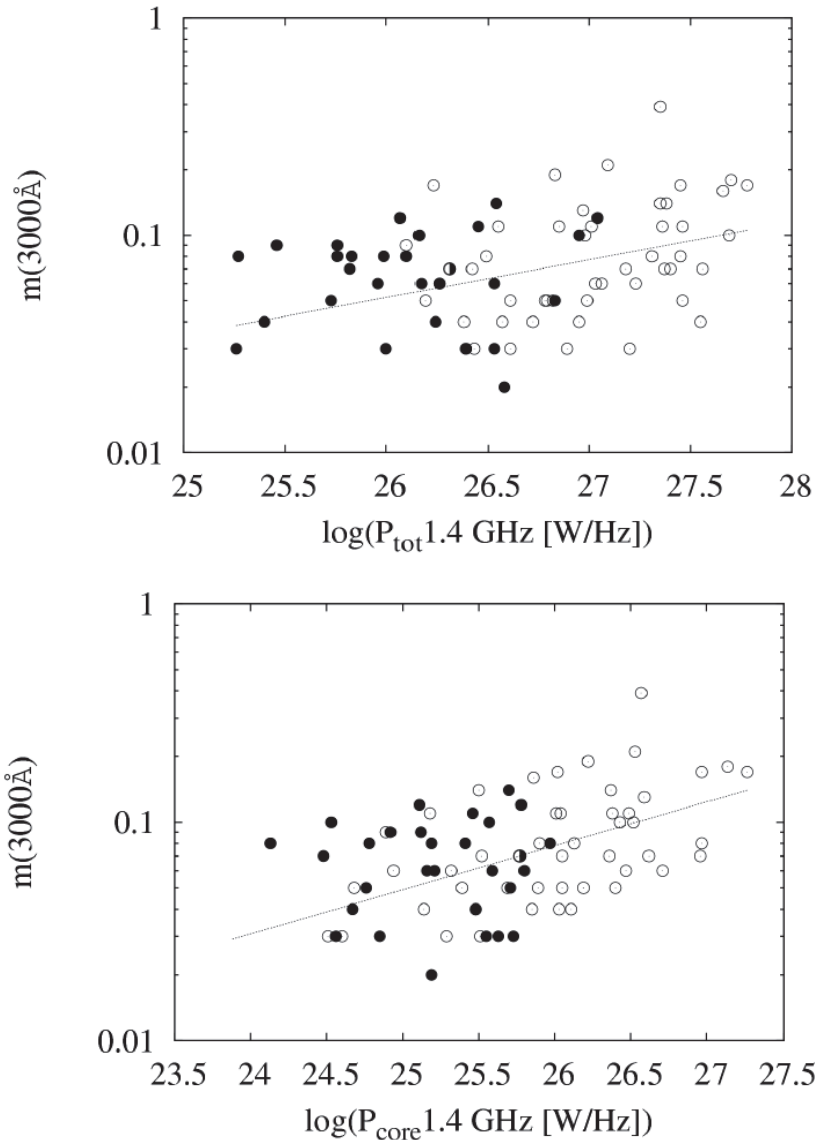
W pierwszym kroku analiz porównywałam masy czarnych dziur z mocami radiowymi  $P_{core}$ ,  $P_{tot}$ . Na rysunku 7 przedstawione zostały powyższe zależności dla wszystkich badanych próbek obiektów. Zarówno dla gigantycznych radiokwazarów, jak i gigantycznych radiogalaktyk nie ma widocznej różnicy w wartościach badanych parametrów. Rozkład mas czarnych dziur dla wszystkich badanych próbek jest podobny, a otrzymane wartości mieszczą się w przedziale  $6.3 < \log(M_{BH}[M_{\odot}]) < 9.8$ .



Rys. 7. Zależność masy czarnej dziury od całkowitej mocy radiowej (górny wykres) oraz mocy radiowej jądra (dolny wykres). Czerwonym kolorem zaznaczone są radiogalaktyki (pełne kółka – gigantyczne, puste – o mniejszych rozmiarach), natomiast czarnym kolorem zaznaczone są radio-kwazary (pełne kółka – gigantyczne, puste – o mniejszych rozmiarach). Powyższa konwencja stosowana jest na wszystkich kolejnych wykresach.

Dla próbek kwazarów, dla których było możliwe wyznaczenie Eddingtonowskiego tempa akrecji ( $\dot{m}$ ), badałam zależność  $\dot{m}$  od mocy radiowych. Tempa akrecji są stosunkowo niskie (od 0.01-0.3) co świadczy o tym, że badane obiekty na wcześniej-

szych etapach ewolucji zostały „zasilone” w materię i obecnie masa czarnych dziur nie rośnie. Na rysunku 8 przedstawiłam powyższe wielkości wyznaczone dla próbek radiokwazarów.



Rys. 8. Zależność eddingtonowskiego tempa akrecji od całkowitej mocy radiowej (górny wykres) oraz mocy radiowej jądra (dolny wykres). Oznaczenia jak na rysunku 7.

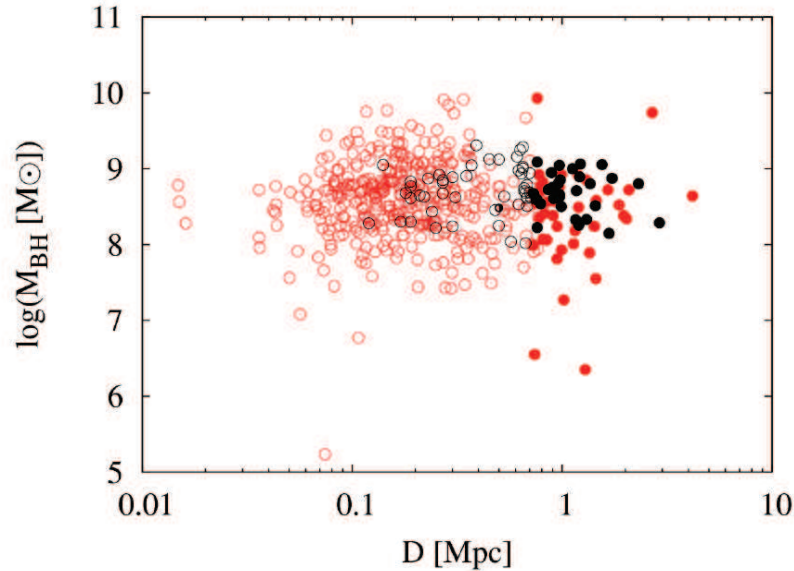
Dopasowane proste mają równania:

$$\dot{m}(3000 \text{ \AA}) = 0.17(\pm 0.05)\log(P_{\text{tot}}) - 5.80(\pm 1.32)$$

$$\dot{m}(3000 \text{ \AA}) = 0.20(\pm 0.04)\log(P_{\text{core}}) - 6.35(\pm 1.03)$$

gdzie współczynniki korelacji dla poszczególnych dopasowań wynoszą odpowiednio 0.37 oraz 0.50. Na wykresie zależności  $\dot{m}(P_{\text{core}})$  widoczna jest tendencja, że większe tempo akrecji obserwowane są w radioźródłach o większych mocach radiowych. Potwierdzenie takiej zależności wymagało by jednak wzięcia pod uwagę radioźródeł o szerszym zakresie mocy radiowych.

Na rysunku 9 zostało sprawdzone czy masa czarnej dziury bezpośrednio może być powiązana z rozmiarami struktur radiowych. Podobnie jak w przypadku wyników zamieszczonych powyżej, nie ma widocznej różnicy pomiędzy gigantami a mniejszymi radioźródłami.



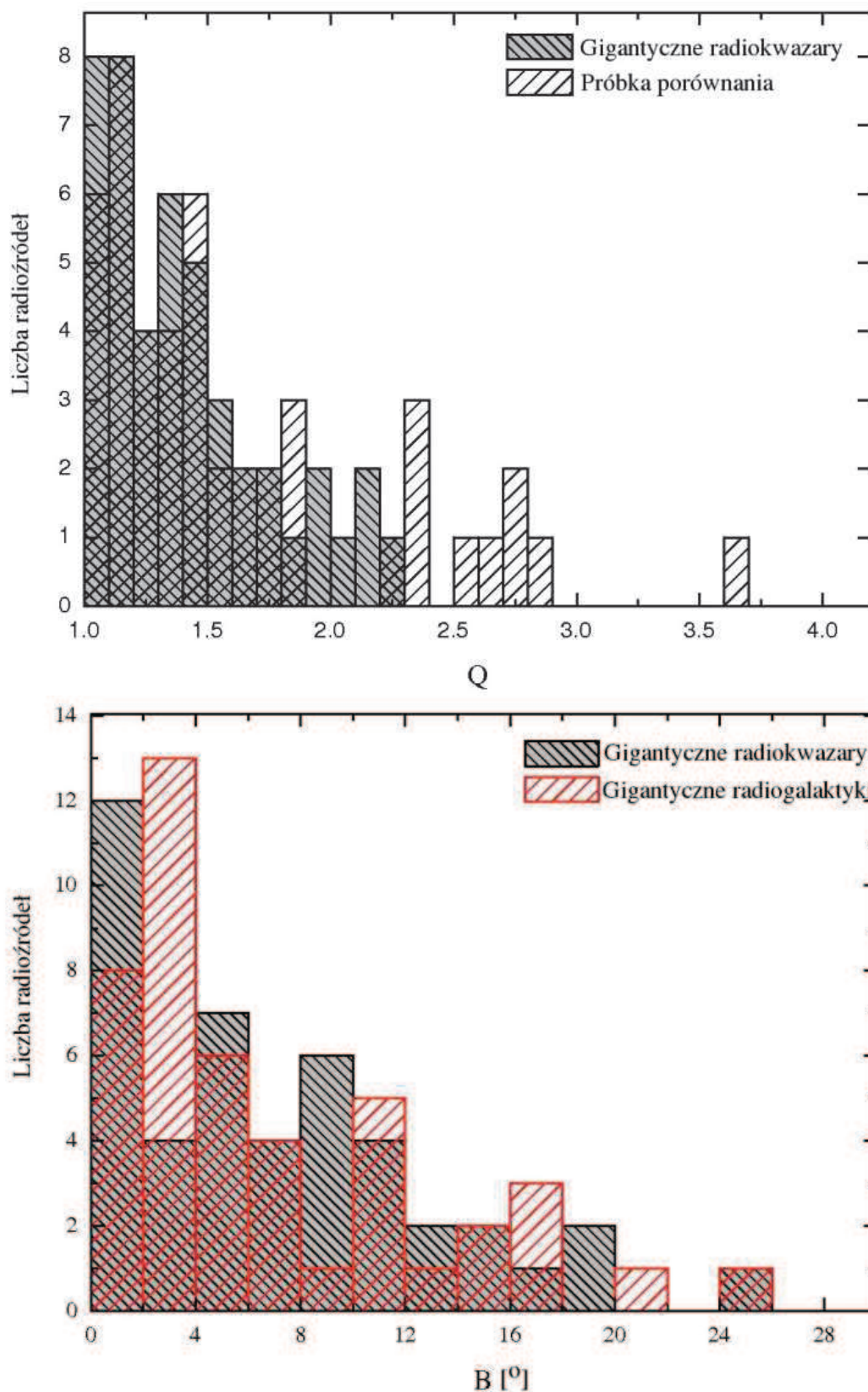
Rys. 9. Zależność masy czarnej dziury od zrzutowanego na płaszczyznę nieba rozmiaru struktur radiowych.

W kolejnym kroku badałam asymetrie struktur radiowych. Dobrze znanym jest fakt, że niejednorodności ośrodka międzygalaktycznego są jednym z czynników odpowiedzialnych za asymetrię struktur radiowych. Rozkład wartości parametru  $Q$  dla gigantycznych oraz mniejszych radiokwazarów został pokazany na rysunku 10. Wydaje się, że gigantyczne radiokwazary są bardziej symetrycznymi źródłami, jednak średnie wartości parametru  $Q$  dla gigantów ( $Q = 1.41 \pm 0.36$ ) oraz mniejszych radiokwazarów ( $Q = 1.65 \pm 0.61$ ) są równe w granicach błędów. Bardzo podobny rozkład parametru  $Q$  oraz identyczną wartość średnią otrzymałam dla próbki gigantycznych radiogalaktyk. Również nie znalazłam żadnych znaczących różnic w wartościach i rozkładach parametrów  $B$  oraz  $F$ . Średnie wartości dla wszystkich badanych gigantów (kwazarów i galaktyk) wyniosły  $B = 6^\circ.9 \pm 6^\circ.03$  oraz  $F = 1.13 \pm 0.89$ . Rozkład kąta  $B$  gigantycznych radiokwazarów oraz radiogalaktyk przedstawiony został na rysunku 10. Otrzymane wyniki świadczą o tym, że nie ma znaczących różnic we własnościach ośrodka międzygalaktycznego, w którym ewoluują giganty oraz mniejsze radioźródła.

Ostatnim etapem analiz było zbadanie historii formowania się gwiazd w galaktykach macierzystych radioźródeł. W tym celu oprócz badania gigantów, wzięłam pod uwagę również źródła o bardzo małych rozmiarach struktur radiowych oraz radioźródła, w których obserwuje się wznowienie aktywności radiowej (są to tzw. radioźródła podwójno-podwójne). Dzięki dopasowaniu kontinuum gwiazdowego w poszczególnych galaktykach (za pomocą programu Starlight) było możliwe odtworzenie składu ich populacji gwiazdowych. Może on być wyrażony za pomocą tzw. wektora frakcji

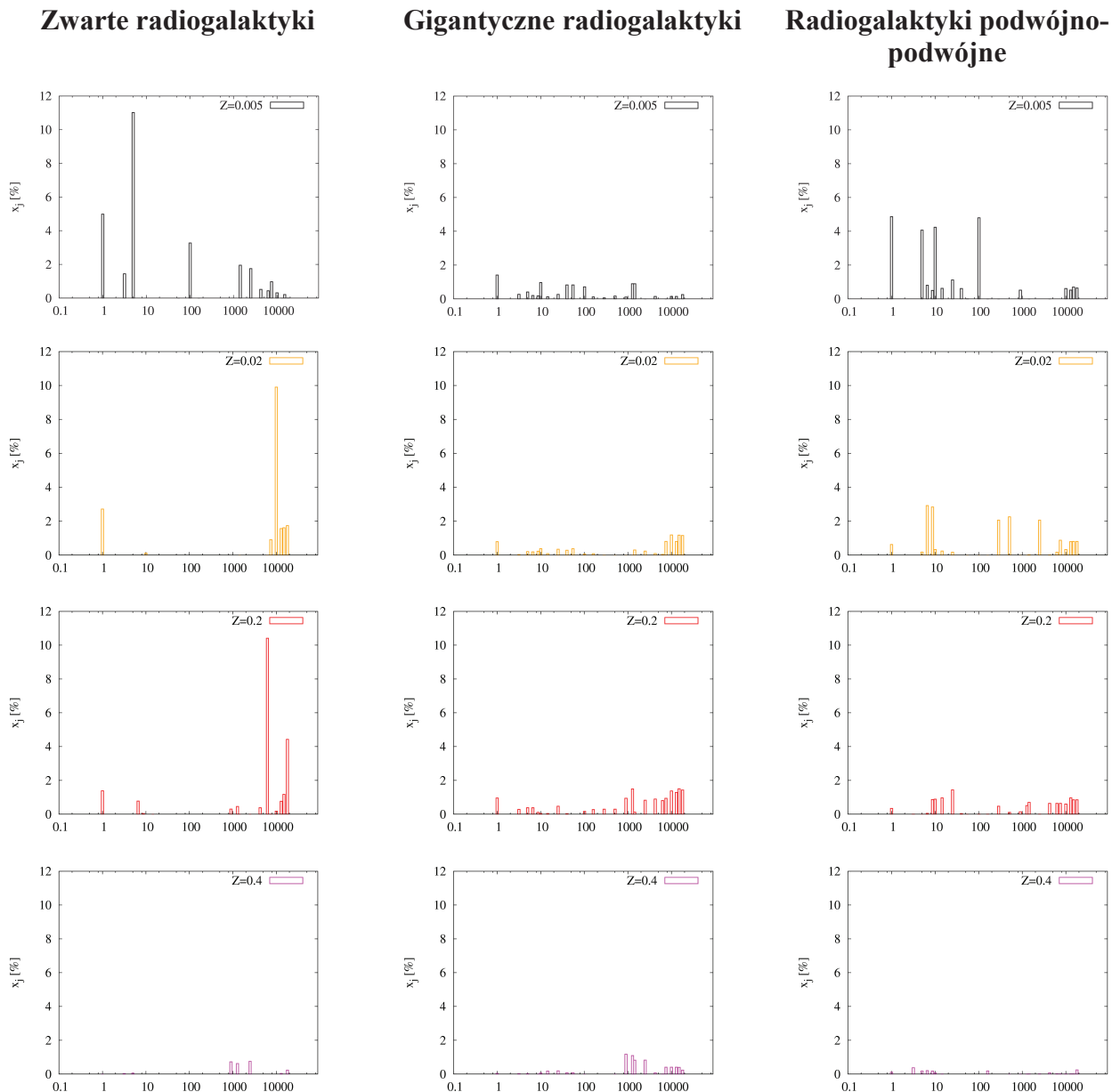


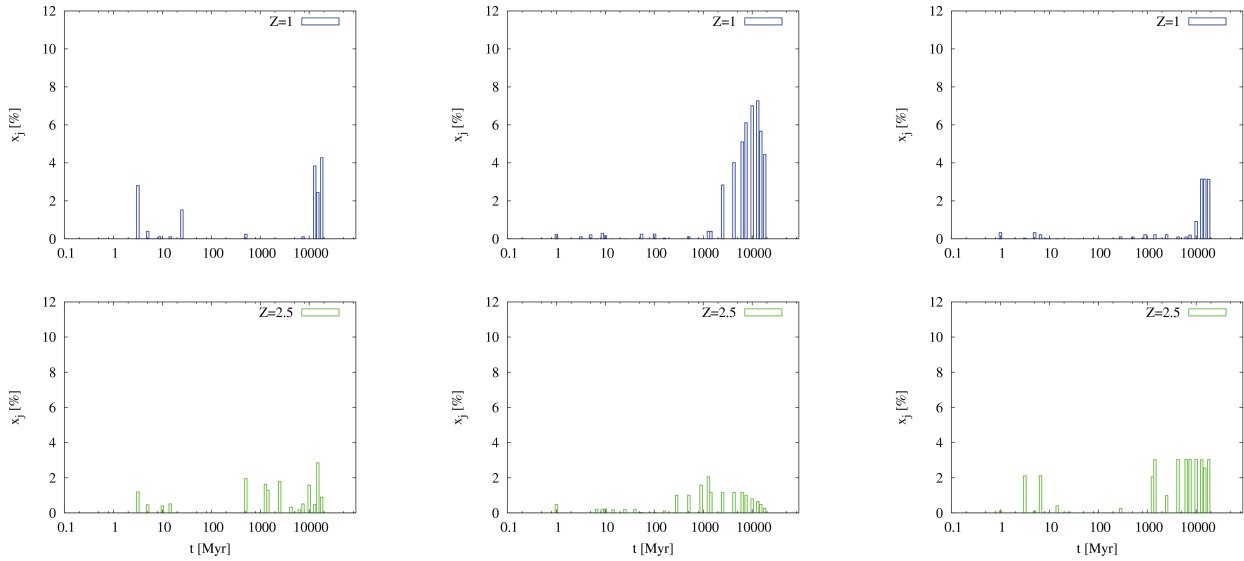
światła ( $x_j$ ), który mówi ile procentowo światła galaktyki pochodzi od gwiazd o danym wieku i metaliczności (Cid Fernandes et al. 2004).



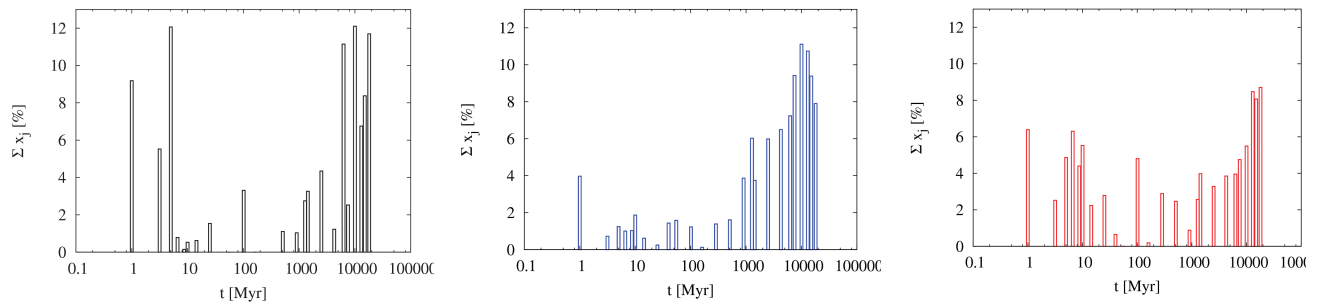
Rys. 10. Górny diagram: rozkład stosunku długości łobów radiowych  $Q$  dla próbki gigantycznych oraz mniejszych radiokwazarów. Dolny diagram: rozkład wartości kąta  $B$  dla próbki gigantycznych radiokwazarów (kolor czarny) oraz gigantycznych radiogalaktyk (kolor czerwony).

Na rysunku 11 zamieszczone zostały histogramy przedstawiające procentowy udział populacji gwiazdowych o danym wieku. W poszczególnych kolumnach przedstawione są histogramy odpowiednio dla zwartych, gigantycznych oraz podwójno-podwójnych radioźródeł. Każdy wiersz przedstawia histogramy dla danej wartości metaliczności, począwszy od  $Z = 0.005$  do  $Z = 2.5$ . Na zamieszczonym rysunku widać, że większość gwiazd wchodzących w skład zwartych radiogalaktyk ma wiek w dwóch zakresach: od 1-10 Myr oraz 1-11 Gyr. Większość z nich ma niskie metaliczności jednak obserwuje się również małą ilość gwiazd o wysokich metalicznościach w tych dwóch zakresach wiekowych. W gigantycznych radioźródłach zdecydowana większość gwiazd ma duże wieki oraz wysokie metaliczności. Jedynie mała frakcja gwiazd posiada niskie metaliczności. W przypadku radiogalaktyk podwójno-podwójnych występują gwiazdy w całym zakresie metaliczności oraz wiekowym. Na rysunku 12 przedstawione zostały zsumowane po wszystkich wartościach metaliczności diagramy wektora  $x_j$ .





Rys. 11. Rozkład wieku gwiazd wchodzących w skład galaktyk macierzystych dla zwartych radioźródeł (lewa kolumna), gigantycznych radioźródeł (środkowa kolumna) oraz radioźródeł podwójno-podwójnych (prawa kolumna) oraz różnych metaliczności: 0.005; 0.002; 0.2; 0.4; 1; 2.5 w poszczególnych wierszach zaczynając od góry.



Rys. 12. Rozkład wieku gwiazd w zależności od zsumowanego po wszystkich metalicznościach wektora  $x_j$  dla zwartych radioźródeł (lewy diagram), gigantycznych radioźródeł (środkowy diagram) oraz radioźródeł podwójno-podwójnych (prawy diagram).

## Wnioski

Podsumowując wyniki moich badań można stwierdzić, że poza rozmiarem gigantyczne radioźródła są bardzo podobne do radioźródeł o mniejszych rozmiarach. W szczególności mają porównywalne wartości mas czarnych dziur, a w przypadku kwazarów również tempa akrecji. Nie znalazłam żadnej znaczącej korelacji pomiędzy masami czarnych dziur a całkowitą mocą radiową oraz mocą radiową jądra. Wydaje się wręcz, że nie ma żadnego związku pomiędzy masą czarnej dziury a aktywnością radiową. Zgodnie z pracami dotyczącymi ewolucji czarnych dziur, główny przyrost ich masy następował dużo wcześniej niż pojawiła się obecnie obserwowana faza aktywności radiowej. Dlatego, nawet jeśli przyrost masy czarnej dziury jest powiązany z generowaniem aktywności radiowej, taka zależność obecnie jest trudna do weryfikacji.

Rozkład parametrów  $Q$ ,  $B$  zarówno dla gigantów, jak i mniejszych radioźródeł jest porównywalny. Świadczy to o tym, że nie ma również znaczących różnic we własnościach ośrodka, w którym ewoluują te radioźródła. Jednak dokładniejsze badania własności ośrodka międzygalaktycznego (jego gęstości, ciśnienia) przyniosły by bardziej dokładne wyniki.

Jedyną własnością gigantów, odróżniającą je od mniejszych radioźródeł jest skład populacji gwiazdowych, które tworzą ich galaktyki macierzyste. Galaktyki gigantycznych radioźródeł są utworzone głównie ze starych gwiazd o metalicznościach zbliżonych do słonecznej. Otrzymany wynik może świadczyć o tym, że nie tyle własności centralnego aktywnego jądra (masa czarnej dziury, tempo akrecji) a historia formowania się galaktyki macierzystej może być kluczowym czynnikiem, który odpowiedzialny jest za generowanie gigantycznych struktur radiowych.

Zgodnie z otrzymanymi wynikami, konieczne jest przeprowadzenie szczegółowych analiz mających na celu odtworzenie historii formowania się galaktyk macierzystych gigantów. Równocześnie, badania tych obiektów na różnych częstotliwościach (od promieniowania X do radiowego) pozwoliłyby na lepsze zrozumienie procesów fizycznych zachodzących w galaktyce macierzystej oraz ich powiązaniu z obserwowanymi strukturami radiowymi. Takie badania mogły by być kluczowe w uzyskaniu ostatecznej odpowiedzi na pytanie dlaczego nieliczne radioźródła mają bardzo duże rozmiary.

## **Literatura**

- Antonucci R.R.J., 1993, *ARA&A*, 31, 473  
Arshakian T.G., Longair M.S., 2004, *MNRAS*, 351, 727  
Becker R.H., White R.L., Gregg M.D., Laurent-Muehleisen S.A., et al., 2001, *ApJS*, 135, 227  
Brown M.J.I., Webster R.L., Boyle B.J., 2001, *AJ*, 121, 2381  
Cid Fernandes R., Gu Q., Melnick J., Terlevich E., Terlevich R., Kunth D., Rodrigues L.R., Joguet B., 2004, *MNRAS*, 355, 273  
Cid Fernandes R., Mateus A., Sodre L., Stasińska G., Gomes J.M., 2005, *MNRAS*, 358, 363  
Ferrarese L., Merritt D., 2000, *ApJ*, 539, 9  
Gebhardt K., et al., 2000, *ApJ*, 539, 13  
Graham A.W., et al., 2011, *MNRAS*, 412, 2211  
Gregg M.D., Becker R.H., White R.L., Helfand D.J., McMahon R.G., Hook I.M., 1996, *AJ*, 112, 407  
Hocuk S., Barthel P.D., 2010, *A&A*, 523, 9  
Kaspi S., Smith P.S., Netzer H., Maoz D., Jannuzi B.T., Givon U., 2000, *ApJ*, 533, 631  
Kaspi S., Maoz D., Netzer H., Peterson B.M., Vestergaard M., Jannuzi B.T., 2005, *ApJ*, 629, 61  
King A.R., Pringle J.E., 2006, *MNRAS*, 373, 90  
Kozieł-Wierzbowska D., Stasińska G., 2011, *MNRAS*, 415, 1013  
Kuligowska E., Jamrozy M., Kozieł-Wierzbowska D., Machalski J., 2009, *AcA*, 59, 431  
Machalski J., Jamrozy M., 2006, *A&A*, 454, 95  
Machalski J., Kozieł-Wierzbowska D., Jamrozy M., Saikia D.J., 2008, *ApJ*, 679, 149  
Machalski J., Jamrozy M., Saikia D.J., 2009, *MNRAS*, 395, 812  
Machalski J., Jamrozy M., Stawarz Ł., Kozieł-Wierzbowska D., 2011, *ApJ*, 740, 58  
Marconi A., Risaliti G., Gilli R., Hunt L.K., Maiolino R., Salvati M., 2004, *MNRAS*, 351, 169  
Netzer H., Lira P., Trakhtenbrot B., Shemmer O., Cury I., 2007, *ApJ*, 671, 1256

- Nilsson K., 1998, *A&AS*, 132, 31  
Peterson B.M., 1993, *PASP*, 105, 207  
Schoenmakers A.P., Mack K.-H., de Bruyn A.G., Rottgering H.J.A., Klein U., van der Laan H., 2000, *A&AS*, 146, 293  
Subrahmanyam R., Saripalli L., Safouris V., Hunstead R. W., 2008, *ApJ*, 677, 63  
Urry C.M., Padovani P., 1995, *PASP*, 107, 803  
de Vries W.H., Becker R.H., White R.L., 2006, *AJ*, 131, 666  
Veron-Cetty M.-P., Joly M., Veron P., 2004, *A&A*, 417, 515  
Vestergaard M., Wilkes B.J., 2001, *ApJS*, 134, 1  
Vestergaard M., Osmer P., 2009, *ApJ*, 699, 800  
Volonteri M., Begelman M.C., 2010, *MNRAS*, 409, 1022  
Wardle J.F.C., Aaron S.E., 1997, *MNRAS*, 286, 425  
White R.L., *in*, 2000, *ApJS*, 126, 133  
Zhang J.S., Fan J.H., 2003, *ChJAA*, 3, 415