

Załącznik 2 do Wniosku Marka Nikolajuka o przeprowadzenie postępowania habilitacyjnego

Autoreferat

przedstawiający opis dorobku i osiągnięć naukowych

Spis treści

1. Imię i nazwisko	2
2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe	2
3. Informacje o dotychczasowych zatrudnieniach w jednostkach naukowych	2
4. Wskazanie osiągnięcia stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego	2
4a) Tytuł osiągnięcia naukowego/cyklu publikacji	3
4b) Wykaz prac stanowiących cykl publikacji	3
4c) Omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania	3
5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych	16
5a) Osiągnięcia w pracy naukowej przed uzyskaniem stopnia doktora	16
5b) Osiągnięcia w pracy naukowej po uzyskaniu stopnia doktora ...	18
6. Plany naukowe	19
Literatura	20

1. Imię i nazwisko:

Marek Nikołażuk

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe (nazwa, miejsce i rok uzyskania):

- doktor nauk fizycznych w zakresie astronomii, Centrum Astronomiczne im. M. Kopernika, PAN, Warszawa, 2004
Praca doktorska pt. “Globalne parametry aktywnych jąder galaktyk” wykonana pod opieką prof. dr hab. Bożeny Czerny,
- magister fizyki w zakresie fizyki teoretycznej, Uniwersytet Warszawski, 1999
Praca magisterska pt. “Modelowanie uśrednionego widma kwazarów” wykonana pod opieką prof. dr hab. Bożeny Czerny oraz prof. dr hab. Marka Demiańskiego.

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych:

2010-2011	Université de Genève, Observatoire Astronomique, ISDC Data Centre for Astrophysics, stażysta podoktorski,
2006-obecnie	Uniwersytet w Białymstoku, Wydział Matematyczno-Fizyczny (od 2007 Wydział Fizyki), adiunkt,
2005-2006	Uniwersytet w Białymstoku, Wydział Matematyczno-Fizyczny, asystent.

4. Wskazanie osiągnięcia stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego:

Osiągnięciem naukowym w myśl art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 ze zm.), zgłoszonym do postępowania habilitacyjnego jest cykl publikacji składający się z 4 prac naukowych.

4a) Tytuł osiągnięcia naukowego/cyklu publikacji

Wybrane aspekty ewolucji akrecji na supermasywną czarną dziurę w różnych skalach czasowych.

4b) Wykaz prac stanowiących cykl publikacji (w kolejności chronologicznej)

Teksty poniższych prac naukowych znajdują się w załączniku numer 7.

- H1.** Nikolajuk M., Czerny B., Ziółkowski J., Gierliński M., *Consistency of the black hole mass determination in AGN from the reverberation and the X-ray excess variance method*, 2006, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 370, 1534-1540
Wkład własny szacuję na 80%.
- H2.** Nikolajuk M., Czerny B., Gurynowicz P., *NLS1 galaxies and estimation of their central black hole masses from the X-ray excess variance method*, 2009, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 394, 2141-2152
Wkład własny szacuję na 85%.
- H3.** Nikolajuk M., Walter R., *The environment of weak emission-line quasars*, 2012, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 420, 2518-2525
Wkład własny szacuję na 80%.
- H4.** Nikolajuk M., Walter R., *Tidal disruption of a super-Jupiter by a massive black hole*, 2013, Astronomy & Astrophysics, 552, A75, 1-8
Wkład własny szacuję na 80%.

4c) Omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania

W swojej dotychczasowej pracy naukowej opublikowałem 15 artykułów w czasopismach recenzowanych (patrz załącznik numer 4), z których cztery, wchodzi w skład mojego osiągnięcia naukowego. Wybrane prace śledzą ewolucję procesu akrecji zachodzącą w jądrze galaktyki aktywnej (ang. *AGN*). Ewolucja ta zachodzi w szerokim zakresie czasowym liczonym od sekund do setek tysięcy lat. Rozpatrywane zagadnienia dotyczą:

- opracowania metody estymacji mas czarnych dziur, polegającej na badaniu krótkoskalowych zmienności rentgenowskich,

- badania geometrii obszaru produkcji szerokich linii emisyjnych – BLR (ang. *Broad Line Region*),
- analizy rozerwania pływowego obiektu podgwiazdowego przez centralną czarną dziurę galaktyki NGC 4845,
- wyjaśnienia natury kwazarów WLQ (ang. *Weak Line Quasar*).

Wyżej wymienione zagadnienia wymagały wykonania procesów „pipeline” tj. otrzymywania z „surowych” danych satelitarnych danych przygotowanych do dalszej analizy naukowej, przeprowadzenia tejże analizy, napisania odpowiedniego oprogramowania, wykonania obliczeń numerycznych i symulacji komputerowych, pozyskanie informacji i danych z literatury oraz archiwów, postawienie hipotez i wyjaśnień rozważanych zjawisk fizycznych.

Swoje osiągnięcie naukowe podzieliłem na trzy części w zależności od skal czasowych, w których odbywa się ewolucja. Część pierwsza opiera się na badaniu zmienności zachodzących w czasie sekund, godzin i dni. Drugi projekt dotyczy nabudowywania się dysku podczas trwania kilkumiesięcznego–kilkuletniego pojaśnienia źródła. Ostatnia część odnosi się do ewolucji aktywnego jądra w skali tysięcy i setek tysięcy lat. Na początku każdej części przedstawię krótkie wprowadzenie do tematyki, a następnie omówię osiągnięcie wraz z osobistym wkładem do projektu.

1. Krótkoskalowe zmienności aktywnych jąder galaktyk (artykuły H1 i H2)

Wprowadzenie do tematu

Promieniowanie elektromagnetyczne produkowane przez dysk akrecyjny oraz koronę akreującą na czarną dziurę jest zmienne, a zmiany te posiadają charakter stochastyczny. Amplituda jak i skale czasowe tych zmian zależą od zakresu energetycznego emitowanych fotonów. W zakresie promieniowania rentgenowskiego oraz gamma zmiany amplitud stumienia rejestruje się w skalach sekund, minut, godzin do miesięcy i kilkunastu lat. Natomiast w zakresie optycznym zmiany zachodzą w czasie dni-dziesiątek lat (i z pewnością dłuższym). Istnieje kilka hipotez powstania krótkoskalowych (w sensie $\Delta t < \text{dni}$) zmienności. Niektóre z nich widziały przyczynę w zjawiskach zachodzących z dala od dysku akrecyjnego: w wybuchach supernowych (Aretxaga & Terlevich 1994) czy w mikrosoczewkowaniu grawitacyjnym (Hawkins 1993). Alternatywą jest zmienna absorpcja ośrodka, zachodząca bliżej czarnej dziury (np. Risaliti et al. 2002). Jeszcze inne mówią o niestabilnościach przebiegających w samym dysku akrecyjnym (Rees 1984; Lyubarskii 1997; King et al. 2004) bądź o magnetycznych flarach korony dyskowej (np. Poutanen &

Fabian 1999). Model flar/plam widzi produkcję zmiennego promieniowanie rentgenowskiego w rekoneksjach petl magnetycznych i wmrózonej w niej plazmy nad dyskiem jak i w oświetlanych przez te wybuchy gorących plamach znajdujących się na wirującym dysku (Czerny et al. 2004). Bez względu na źródło zmian rentgenowskich stwierdza się, że takie promieniowanie o najszybszych zmianach powinno być skorelowane z rozmiarem ostatniej kołowej marginalnie stabilnej orbity (ISCO, ang. *Innermost Stable Circular Orbit*). Tym samym taka szybkość zmienności byłaby skorelowana także z masą czarnej dziury (M_{BH}), na którą to następuje akrecja.

Istnieje kilka metod ważenia supermasywnych (tj. o $M_{\text{BH}} \geq 10^5 M_{\odot}$) czarnych dziur. Przegląd metod można znaleźć m.in. w Czerny & Nikołajuk (2010). Do najważniejszych należą: (a) metoda mapowania pogłosu zwana metodą rewerberacji, (b) korelacja dyspersji prędkości gwiazd i gazu w zgęszczeniu centralnym (ang. *bulge*) z masą czarnej dziury, (c) skalowania jasności optycznej dysku akrecyjnego z masą M_{BH} , (d) korelacja masa czarnej dziury – masa zgęszczenia centralnego, (e) korelacja masa czarnej dziury – moc promieniowania zgęszczenia centralnego, (f) metoda dyskowa, tzn. dopasowywania obserwowanego widma ciągłego dysku do przewidywanego, (g) ważenie czarnej dziury poprzez emisję masera wodnego w dysku akrecyjnym, (h) korelacja częstości załamania (f_{break}) widoczna w widmie mocy z M_{BH} (odpowiednie referencje czytelnik może znaleźć we wspomnianej pracy Czerny & Nikołajuk 2010). Masa czarnej dziury jest jednym z fundamentalnych parametrów dyktujących m.in. ewolucję dysku akrecyjnego, skale czasowe zmienności promieniowania, rozmiar aktywnego jądra, tempo tworzenia się gwiazd w galaktyce, szybkość interakcji z innymi galaktykami.

Innym parametrem jest rozmiar oraz geometria obszaru Broad Line Region. Obszar produkcji szerokich linii emisyjnych (o szerokościach połówkowych FWHM $\approx 1000\text{-}15000 \text{ km s}^{-1}$) jest jednym z komponentów aktywnego jądra galaktyki. Składa się on z obłoków oświetlonych przez jonizujące promieniowanie ciągle produkowane przez dysk akrecyjny oraz koronę (tj. gorącą plazmę w której zachodzą m.in. procesy odwrotnej komptonizacji). Obłoki (w liczbie $N \gg 10^6$) okrążają czarną dziurę po orbitach keplerowskich w odległościach 0.1-1 pc (Nelson & Whittle 1995; Arav et al. 1998). Zewnętrzny brzeg BLR jest ograniczony istnieniem torusa molekularno-pyłowego. Drugim składnikiem BLR jest wiatr wiejący z dysku. Jest on przyspieszany od prędkości setek km s^{-1} do tysięcy km s^{-1} (Risaliti & Elvis 2010). Świadczą o tym linie absorpcyjne przesunięte ku niebieskiej części widma (np. Richards et al. 2011). Fenomenologiczny model BLR został podany przez Elvis (2000), godne polecenia prace przeglądowe to Sulentic et al. (2000); Leighly & Cassebeer (2007); Gaskell (2009).

Geometria regionu BLR nie jest do końca poznana, a jest to parametr,

który wpływa na wyznaczenie masy centralnej czarnej dziury przy użyciu metody pogłosu (patrz praca przeglądowa Peterson 2006). Nieznaną geometrię możemy wyrazić współczynnikiem f , który zawiera w sobie informację o strukturze, kinematyce rejonu BLR oraz o inklinacji – kącie patrzenia obserwatora na BLR. Współczynnik f definiujemy jako $\langle v \rangle = f \times \text{FWHM}(\text{linii})$, gdzie $\langle v \rangle$ to średnia prędkość obłoku w BLR, zaś FWHM linii emisyjnej podana jest w jednostkach prędkości. W najprostrzym modelu $f^2 = \frac{3}{4}$ co odpowiada sferycznie symetrycznemu BLR (Netzer 1990). Zauważmy, że przy małych wartościach gęstości kolumnowej materii koronalnej w otoczeniu silnego strumienia fotonów jest ta materia przyspieszana przez ciśnienie promieniowania (Murray et al. 1995). Powstaje wspomniany wiatr. Komponent wiatru oraz występujący tam ruch turbulentny wprowadzają „spłaszczenie” BLR. Tym samym rzeczywisty kształt tego obszaru jest skomplikowany. W pierwszym rzędzie możemy wyobrażać go na przykład jako elipsoidę obrotową i/lub obszar, który uzupełnia stółki jonizacyjne z boku (np. Collin et al. 2006; Gaskell 2009). Wyznaczone wartości f^2 zawierają się w przedziale $\sim 0.6-1.7$ (np. Graham et al. 2011).

Omówienie osiągnięcia naukowego

Praca **H1** skupia się na dwóch głównych tematach. Pierwszym z nich jest prezentacja ostatecznej wersji metody ważenia supermasywnych czarnych dziur przy użyciu nadwyżki wariancji promieniowania rentgenowskiego (σ_{nxS}^2). Pierwotna forma tej metody została zaproponowana przez Nikolajuk et al. (2004). Metoda ta jest niezależna od inklinacji i opiera się na relacji $M_{\text{BH}} = C(T - 2\Delta t) / \sigma_{\text{nxS}}^2$, gdzie C to stała, T – długość krzywej blasku, zaś Δt to czas próbkowania krzywej. Pierwotnie używaliśmy średniej arytmetycznej znormalizowanej nadwyżki wariancji σ_{nxS}^2 obliczonej dla k krzywych blasku. W pracy H1, używam wielkości \tilde{A} , która jest produktem dopasowania poszczególnych wielkości $\tilde{A}_k = (\sigma_{\text{nxS}}^2)_k / (T - 2\Delta t)_k$ metodą najmniejszych kwadratów. Takie podejście jest znacznie lepsze w przypadku posiadania krótkich obserwacji o słabo zmiennym sygnale (np. kwazarów). Metoda nadwyżki wariancji rentgenowskiej jak każda metoda estymacji mas czarnych dziur jest obarczona błędami. Na uzyskane wyniki wpływa przepływanie widma mocy z długich częstości (ang. *red-noise leak*) oraz *aliasing*. Innymi słowy zmienności, które występują poniżej częstości $1/T$ oraz powyżej częstości Nyquista $1/(2\Delta t)$. W celu uchwycenia zmian wprowadzonych do wyniku M_{BH} poprzez wybranie skończonej liczby k krzywych blasku o różnej dystrybucji, a które mogą być próbkowane z różnym czasem Δt , zostały wykonane symulacje Monte Carlo. Takie symulacje przeprowadzone dla każdego badanego obiektu dają błąd pomiaru. W pracy H1 zmierzaliśmy masy 13 galaktyk typu BLS1 (galaktyk Seyferta 1.0 do 1.5, kwazarów). Uzyskane wyniki $M_{\text{BH}, \sigma_{\text{nxS}}^2}$ porów-

naliśmy do mas czarnych dziur uzyskanych metodą pogłosu ($M_{\text{BH,rev}}$) oraz metodą dyspersji prędkości gwiazdowych. Konkluduję, że metoda nadwyżki wariacji rentgenowskiej jest obciążona dyspersją wyników porównywalną do tych uzyskanych metodą dyspersji prędkości. Metoda nadwyżki wariacji była używana do tej pory do pomiaru mas czarnych dziur w blazarze PKS 2155-304 (Neronov et al. 2008), galaktyce o małej jasności powierzchni (ang. *low-surface-brightness galaxy*) UGC 6614 (Naik et al. 2010), galaktyce karłowatej POX 52 (Thornton et al. 2008). Metoda ta może być użyta do estymacji mas źródeł ULX (ang. *Ultraluminous X-ray sources*) (zobacz González-Martín et al. 2011) jak badania zmienności AGNów o dużych wartościach przesunięć ku czerwieni (np. $z \sim 3$). Metoda nadwyżki została użyta do badania zmienności galaktycznych układów podwójnych (Gierliński et al. 2008).

Drugim tematem projektu H1 było poszukiwanie anizotropii regionu BLR w oparciu o wspomniane wyżej wyznaczenia i metodę. Pokazaliśmy, że kąt patrzenia na dysk akrecyjny, i , koreluje się ze stosunkiem mas $r = M_{\text{BH},\sigma_{\text{H}\alpha}^2} / M_{\text{BH,rev}}$. Dla większych wartości r mamy mniejsze i . Oznacza to, że dla małych inklinacji mamy niedoszacowanie mas otrzymanych metodą pogłosu, natomiast dla dużych inklinacji mamy przeszacowanie $M_{\text{BH,rev}}$. Tym samym prosty model BLR jako obszaru o symetrii sferycznej nie odzwierciedla rzeczywistego stanu rzeczy. Dodatkowo wielkość r nie koreluje się z szerokością równoważną linii Fe K_{α} ani z indeksem fotonowym $\Gamma_{3-10\text{keV}}$. Wzmacnia to tylko hipotezę korelacji r z i , wpływu i na $M_{\text{BH,rev}}$. Ruch obłoków BLR można rozłożyć na dwie składowe: dyskową, v_p oraz losową, v_r . Jeżeli zaniedbamy składową losową (tj. $v_r = 0$) to nasze wyznaczenia dają wartość średnią $\langle i \rangle = 28 \pm 4^\circ$, zaś ich mediana to $i \simeq 23^\circ$.

Wyznaczyliśmy także współczynnik geometryczny f . Średnia ważona $f^2 = 1.12 \pm 0.20$, zaś mediana $f^2 = 1.03$ (w naszej próbie są tylko źródła BLS1). Dla porównania Onken et al. (2004) podają $f^2 = 1.37 \pm 0.45$, natomiast Woo et al. (2010) pokazują, że $f^2 = 1.37_{-0.33}^{+0.24}$ (galaktyki BLS1 + NLS1 w obu pracach). Collin et al. (2006) podają uśrednione wartości z zakresu 0.81-2.53 zauważając, że statystycznie mniejsze wartości f są dla źródeł BLS1 zaś większe dla NLS1. Nową kalibrację metody dyspersji a stąd wyznaczenie f podaje Graham et al. (2011). Aktywne galaktyki spiralne z poprzeczką posiadają $f^2 = 0.6 \pm 0.23$, zaś AGNy bez poprzeczki $f^2 = 1.35 \pm 0.37$.

Projekt **H2** koncentrował się na galaktykach NLS1. Metodą nadwyżki wariacji rentgenowskiej wyznaczyliśmy masy 21 supermasywnych czarnych dziur w źródłach NLS1 oraz w dwóch galaktykach S1.8-S1.9. Następnie porównaliśmy je z masami ($M_{\text{BH,lit}}$) zaczerpniętymi z literatury, a estymowanymi różnymi metodami, nie bazującymi na zmiennościach rentgenowskich. Do pracy dodaliśmy masy czarnych dziur w galaktykach BLS1 zaczerpnięte

z pracy H1.

Po pierwsze potwierdziliśmy fakt, że stosunek mas $M_{\text{BH,lit}}/M_{\text{BH},\sigma_{\text{nxS}}^2} \approx 1$ dla galaktyk BLS1, oraz ~ 20 dla galaktyk NLS1. Dystrybucja ta nie jest ciągła i znaleźliśmy wyraźną bimodalność. Wspomniana bimodalność nie zależy od detektora, który badał zmienność źródła (posiadaliśmy dane z satelitów *ASCA* oraz *RXTE*), lecz jest efektem fizycznym aktywnego jądra. Co ciekawe znaleźliśmy niewielką grupę galaktyk NLS1 (np. MCG -6-30-15, Mrk 42, HB89 1557+272) dla których stosunek mas $M_{\text{BH,lit}}/M_{\text{BH},\sigma_{\text{nxS}}^2} \simeq 1$. Oznacza to, że galaktyki te w optyce są klasyfikowane jako NLS1, natomiast pod względem widzianych w promieniowaniu rentgenowskim zmienności zachowują się jak BLS1 ! Nazwałem je obiektami „NLS1 like BLS1” (NIB). Ich istnienie może pomóc w zrozumieniu pochodzenia zmienności. Podałem analizie istnienie bimodalności, wykonując histogram 'liczebność galaktyk-tempo akrecji-stosunek mas' ($N-\dot{m}-M_{\text{BH,lit}}/M_{\text{BH},\sigma_{\text{nxS}}^2}$) oraz 'liczebność galaktyk-indeks fotonowy-stosunek mas' ($N-\Gamma_{0.1-2.4\text{keV}}-M_{\text{BH,lit}}/M_{\text{BH},\sigma_{\text{nxS}}^2}$). Wiemy z innych prac, że średnie tempa akrecji $\langle \dot{m}_{\text{NLS1}} \rangle > \langle \dot{m}_{\text{BLS1}} \rangle$. W naszej próbie nie widać wyraźnej bimodalności na histogramie tempa akrecji-stosunek mas ($\dot{m}-M_{\text{BH,lit}}/M_{\text{BH},\sigma_{\text{nxS}}^2}$), a raczej ciągły rozkład stosunków mas bez względu na typ galaktyki. Inaczej sprawa wygląda dla indeksów fotonowych oraz $M_{\text{BH,lit}}/M_{\text{BH},\sigma_{\text{nxS}}^2}$. Tu widać bimodalność. Może to sugerować zmianę stanów widmowych, które przecież doskonale widać w galaktycznych rentgenowskich układach podwójnych (Remillard & McClintock 2006). Z pracy widać, że obiekty NIB posiadają indeksy fotonowe podobne do galaktyk BLS1 ($\Gamma_{\text{NIB}} \simeq \Gamma_{\text{BLS1}} < \Gamma_{\text{NLS1}}$). Jeżeli rzeczywiście istnieją dwa różne mechanizmy formowania się rejonu gorącej plazmy (korony dyskowej) w obiektach NLS1 i BLS1 to wtedy odkryta przez nas bimodalność $M_{\text{BH,lit}}/M_{\text{BH},\sigma_{\text{nxS}}^2}$ szybciej będzie wskazywać na zmiany stanów, aniżeli na zależność od temp akrecji (których wartości zmieniają się w sposób ciągły).

W pracy H2 stwierdzamy także istnienie silniejszej korelacji $\sigma_{\text{nxS}}^2-(M_{\text{BH}},\dot{m})$ niż korelacji $\sigma_{\text{nxS}}^2-(M_{\text{BH}},L_X)$. Dla pierwszej z nich (tj. $\sigma_{\text{nxS}}^2-(M_{\text{BH}},\dot{m})$) można zaniedbać zależność od \dot{m} w przypadku galaktyk BLS1, a pamiętać o \dot{m} dla źródeł NLS1s.

2. Rozerwanie pływowe obiektu podgwiazdowego przez supermasywną czarną dziurę galaktyki NGC 4845 (artykuł H4)

Wprowadzenie do tematu

Pole grawitacyjne jest polem niejednorodnym. W związku z powyższym występują w nim siły pływowe, które są odpowiedzialne za wydłużanie obiektu w jednym kierunku (radialnym do źródła pola) oraz ściskanie go w drugim

(tangencjalnym). Zjawisko takie nazywamy spaghettifikacją. Siły pływowe są odpowiedzialne za powstanie pływów mórz, oceanów oraz skorupy ziemskiej. Odpowiadają one za ruch synchroniczny Księżyca m.in. za dążenie do pokazywania przez Księżyc tej samej strony (widzimy ok. 59% jego powierzchni), spowalnianie ruchu dobowego Ziemi (10-20 mikrosekund na rok), oddalanie się Księżyca od Ziemi (3.8 cm/rok). Przykładem działania sił pływowych w układzie słonecznym jest aktywność wulkaniczna Io oraz kriocejzery wodne Enceladusa. Siły pływowe pochodzące od Naszej Galaktyki, a działające na obłok Oorta powodują powstawanie się do 90% komet długookresowych (Nurmi et al. 2001). W 1992 roku kometa Shoemaker–Levy 9 przekroczyła granicę Roche’a Jowisza i została rozerwana przez siły pływowe na 21 kawałków, które w przedziale 16-22 lipca 1994 roku zderżyły się z Jowiszem.

Siły pływowe działające wokół obiektów o silnych polach grawitacyjnych takich jak czarne dziury mogą rozerwać nie tylko komety, ale także gwiazdy, planety czy kosmonautę. Pierwsze artykuły rozważające występowanie tego zjawiska wokół supermasywnych (tj. o masach $> 10^5 M_{\odot}$) czarnych dziur pojawiły się w latach 70tych i początkach 80tych XX wieku, głównie w temacie aktywności jąder galaktyk (np. Hills 1975; Young 1977; Shapiro & Marchant 1978; Lacy et al. 1982). Pierwszym przełomowym artykułem był artykuł Martina Reesa opublikowany w *Nature* w 1988 roku. Od tej chwili rozerwania gwiazd przez czarne dziury były analizowane od strony teoretycznej (np. Phinney 1989; Ulmer 1999; Li et al. 2002; Strubbe & Quataert 2009; Piran & Krolik 2012; Lei et al. 2013) jak i na podstawie przeprowadzanych symulacji komputerowych, bazujących na kodach SPH oraz FLASH (Evans & Kochanek 1989; Alexander & Kumar 2001; Lodato et al. 2009; Guillochon & Ramirez-Ruiz 2013; MacLeod et al. 2013; Guillochon et al. 2014).

Do dzisiaj znany około 40 rozerwań gwiazd (ciągu głównego, czerwonych olbrzymów, białych karłów) przez supermasywne czarne dziury (SMBH) lub te o masach pośrednich (IMBH) (przykładowo NGC 1097 – Storchi-Bergmann et al. (1995); NGC 5905 – Bade et al. (1996); RX J1242.6-1119 – Komossa & Greiner (1999); RX J1420.4+5334 – Greiner et al. (2000); NGC 3599 – Esquej et al. (2007); Swift J1644+5734 – Burrows et al. (2011); PS1-10jh – Gezari et al. (2012); HLX-1 – Webb et al. (2012); Abel 1795 – Maksym et al. (2013)). Katalog (prawie pełny) znajduje się na stronie www.astrocrash.net prowadzonej przez Jamesa Guillochon’a.

Pozwolę sobie pokrótce omówić rozerwanie obiektu przez siły pływowe. Gwiazda, przybliżyła się do czarnej dziury po orbicie, której perycentrum (o promieniu r_p) może znajdować się na zewnątrz lub wewnątrz sfery o promieniu Roche’a (r_t). Wielkością określającą stosunek obu długości jest para-

metr zderzenia $\beta = \frac{r_{\pm}}{r_p}$ (ang. *Impact parameter*, *Penetration factor*). W miarę zbliżania się do czarnej dziury gwiazda ulega deformacji zgodnie z działaniem sił pływowych. W zależności od wartości parametru β może ona ulec albo deformacji, albo oderwaniu zewnętrznych otoczek i pozostawieniu jądra lub też całkowitemu zniszczeniu. Rozpatrzmy przypadek drugi. Po minięciu perycentrum gwiazda jest rozciągana w jednym kierunku oraz ściskana w drugim. Część materiału, ta która znajduje się bliżej czarnej dziury, po oderwaniu od gwiazdy jest grawitacyjnie związana z czarną dziurą i wróci do niej po czasie t_{\min} licząc od rozerwania. Natomiast gaz znajdujący się po przeciwnej stronie gwiazdy odleci od niej oraz od czarnej dziury. Powracający gaz zacznie tworzyć dysk akrecyjny. W wyniku działania lepkości oraz dysypacji energii grawitacyjnej, dysk zacznie promieniować, wysyłając głównie fotony w zakresie miękkiego promieniowania X (o $E \sim 0.1$ keV) czy nadfioletowego. Zgodnie z symulacjami (np. Evans & Kochanek 1989) największa jasność dysku, obserwowanego jako pojawienie się flary, nastąpi w chwili $t_{\text{peak}} \sim 1.5t_{\min}$. Tempo akrecji, a tym samym spadek jasności flary skaluje się z czasem: $\dot{M} \propto ((t-t_D)/t_{\min})^{-5/3}$, gdzie t_D to moment rozerwania. Symulacje komputerowe wskazują jednak na zmianę w czasie wykładnika 5/3 w zależności od parametrów zderzenia (Lodato et al. 2009; rys. 4. w Guillochon & Ramirez-Ruiz 2013). Również od parametrów zderzenia (tj. masy czarnej dziury i gwiazdy, jej promienia, parametru β , równania stanu gwiazdy, początkowego momentu pędu gwiazdy) zależy długość trwania obserwowanego błysku. Trwa on od kilku miesięcy do kilku lat (patrz obserwacje). Obserwowane flary, jak zostało to wspomniane, promieniują głównie w zakresie rentgenowskim oraz nadfioletowym. Zaobserwowano trzy obiekty wysyłające również fotony gamma: Swift J1644+5734 (Burrows et al. 2011), Swift J2058+0516 – (Cenko et al. 2012), GRB060218 – błysk gamma przekwalifikowany na TDE (Shcherbakov et al. 2013). We wszystkich tych przypadkach mieliśmy produkcję dżetu oraz relatywistyczne pojaśnienie obiektu (izotropowa moc promieniowania, L_{iso} powyżej 10^{47} erg/sek, podczas gdy jasności TDE bez produkcji strugi zawierają się w granicach 10^{41} - 10^{45} erg/sek). Ja wraz z drem Walterem odkryliśmy TDE, który także promieniuje w zakresie gamma, lecz jego moc promieniowania $\sim 10^{42}$ erg/sek.

Omówienie osiągnięcia naukowego

Wraz z Rolandem Walterem (który był PI obserwacji Integralowych) wykorzystaliśmy dane obserwacyjne zebrane przez satelitę INTEGRAL, *Swift*, *XMM-Newton* oraz japoński detektor MAXI znajdujący się na ISS. Roland Walter przeprowadził proces pipeline obserwacji Integralowych (pokrywających wyselekcjonowany przeze mnie okres 01.12.2010-31.07.2011), ja natomiast przeprowadziłem taki sam proces odnoszący się do danych

z detektorów XRT (na pokładzie *Swift*) oraz Epic-pn (na pokładzie *XMM-Newton*). Dołączyłem upublicznione krzywe blasku obserwacji Integralowych z lat 2003-2010 oraz krzywe blasku pochodzące z MAXI ($\sim 2011-2012$). Dodatkowo dołączyliśmy krótkie ($T_{\text{net exp.}} = 3.3$ ksec) obserwacje z XRT wykonane na naszą wspólną prośbę w czerwcu 2012 roku. Za pomocą dedykowanego oprogramowania (np. FTOOLS, SAS, Xspec) uzyskałem obrazy (ang. *mosaics*), krzywe blasku i widma. Przeprowadziłem analizę krzywych blasku oraz widm. Badany obiekt był szybko zmienny wykazując amplitudę zmian strumienia w zakresie 2-10 keV od ok. 0.5 do 20 zliczeń na sekundę w czasie mniejszym od 2000 sekund. Po drugie obiekt promieniował głównie w twardym zakresie rentgenowskim ($E > 2$ keV) podczas gdy emisja w miękkich rentgenach (0.1-2 keV) była średnio na poziomie 0.3 zliczenia na sekundę (tj. emisji dyfuzyjnej galaktyki macierzystej). Właśnie obserwacje za pomocą detektorów XRT oraz Epic-pn, które to posiadają większą zdolność rozdzielczą niż ISGRI/INTEGRAL (3-6 sekund łuku versus 12 minut łuku) pozwoliły na lokalizację błysku. Flara pochodziła z centrum galaktyki NGC 4845 – galaktyki Sy2 znajdującej się w odległości ~ 14.5 Mpc w grupie Virgo II. Obserwowane widmo błysku w zakresie 0.1-100 keV można opisać jako złożenie 1) widma potęgowego zaabsorbowanego przez torus pyłowy aktywnego jądra oraz 2) emisji dyfuzyjnej galaktyki NGC 4845. Indeks fotonowy $\Gamma_{2-80\text{keV}} \simeq 2.2$ jest typowy dla galaktyk Sy2. Moc promieniowania flary podczas maksimum jasności $L_{2-10\text{keV}} = 1.6 \times 10^{42}$ erg s $^{-1}$ oraz $L_{17.3-80\text{keV}} = 1.4 \times 10^{42}$ erg s $^{-1}$.

Dwa wyjaśnienia tzn. 1) pojawienie się dziury w kłębiastym torusie molekularno-pyłowym oraz 2) wybuch supernowej zostały przeze mnie odrzucone (patrz artykuł). Trzecie, czyli rozerwanie pływowo obiektu przez supermasywną czarną dziurę, utworzenie się dysku akrecyjnego oraz jego ewolucja w czasie, zostało przyjęte. W celu przeprowadzenia analizy tego TDE wyznaczyłem masę czarnej dziury w NGC 4845. Z racji tego, że galaktyka macierzysta jest widziana pod inklinacją 76° , metoda pogłosu (rewerberacji) została przeze mnie odrzucona. Obserwowane linie są produkowane w NLR (ang. *Narrow Line Region*). Metoda dyspersji prędkości gwiazdowych (Graham et al. 2011), związek pomiędzy masą zgęszczenia centralnego (ang. *bulge*) lub jej jasnością a masą czarnej dziury (np. Häring & Rix 2004; Bentz et al. 2009) przynoszą wyniki obarczone dużym błędem. Leżą one w szerokim zakresie 10^5 -kilka $\times 10^7 M_\odot$. Podobnie zależność pomiędzy jasnością radiową obiektu (obserwowanego na $\nu=5\text{GHz}$), rentgenowską (w zakresie energetycznym 2-10 keV), a masą dziury (Miller & Gültekin 2011) daje wynik $\log M_{\text{BH}} = 6.0 \pm 1.1$. Szybka zmienność badanego źródła oraz obliczona nadwyżka wariancji $\sigma_{\text{nxs}}^2 = 0.12_{-0.04}^{+0.09}$ sugerują masę czarnej dziury na mniejszą od $10^6 M_\odot$. Na to samo wskazuje nadwyżka mocy, przypominająca kwazipe-

riodyczną oscylację (QPO – ang. *Quasi-Periodic Oscillation*). Taką oscylację widzimy przecież w TDE Swift J1644+5734. Zastosowanie relacji „częstość QPO - masa BH” (Shaposhnikov & Titarchuk 2009) ponownie wskazuje na masę $\lesssim 10^6 M_\odot$. Ostatecznie w artykule stosuję metodę nadwyżki wariacji rentgenowskiej a otrzymana z niej masa $M_{\text{BH}} = 2.3_{-1.0}^{+1.1} \times 10^5 M_\odot$. Niemniej z powodów efektów przepływu mocy (tj. *red noise leak*, *aliasing*) sugeruję, że rzeczywista masa centralnej czarnej dziury w NGC 4845 zawiera się w granicach 10^4 - $10^6 M_\odot$.

Przeprowadzona przeze mnie analiza TDE oparta na wzorach teoretycznych sugeruje rozerwanie obiektu o masie od 3 do 10 mas Jowisza (w zależności od początkowego spinu obiektu). Jest to planeta. W pracy oparłem się jednak na bardziej godnych zaufania wynikach symulacji komputerowych, wykonanych przez Guillochon & Ramirez-Ruiz (2013). Opierają się one hydrodynamicie w Newtonowskim polu grawitacyjnym. Odpowiednie obliczenia wykonał Roland Walter oraz niezależnie ja w Polsce. Opieraliśmy się na wzorach wyprowadzonych w sposób numeryczny oraz krzywych zaniku strumienia rentgenowskiego w zależności od użytych parametrów. Takie krzywe porównaliśmy z obserwacjami. Symulacje sugerują, że prawdopodobnie został rozerwany obiektu o masie 14-16 mas Jowisza (M_{Jup}) przy założeniu masy czarnej dziury $2.3 \times 10^5 M_\odot$. Natomiast przy zwiększeniu M_{BH} do $10^6 M_\odot$ masa rozerwanego obiektu zawiera się w przedziale 25-28 M_{Jup} .

Prześledzenie zjawiska TDE w NGC 4845 pozwoliło na naszkicowanie scenariusza tworzenia się i ewolucji dysku akrecyjnego. Planeta/brażowy karzeł zbliżył na odległość $r_p \simeq 1.4r_t$ do czarnej dziury i około 10% jego masy (tj. atmosfery/otoczki zewnętrznej) po 60-100 dniach uformowało dysk akrecyjny, który promieniował rentgenowsko przez następne kilka miesięcy. Moc promieniowania błysku w jego maksimum była stosunkowo niewielka (rzędu $10^{42} \text{ erg s}^{-1}$) w porównaniu do innych TDE. Niemniej osiągała ona jasność podeddigtonowską zgodnie z oczekiwaniami. Tempo akrecji w maksimum wynosiło $2.5 M_{\text{Jup}}/\text{rok}$. Całkowita wypromieniowana w TDE energia była rzędu 10^{50} erg . Błysk głównie wysyłał miękkie ($E \sim 0.2 \text{ keV}$) promieniowanie X absorbowane przez torus jądra Sy2. Rzeczą godną uwagi jest produkcja promieniowania gamma. Nie sądzimy aby źródłem tego promieniowania był dżet (z racji niskiej mocy promieniowania), jak w pozostałych wspomnianych trzech przypadkach TDEs (np. Swift 1644+5734). Została natomiast utworzona korona, produkująca takie promieniowanie. Produkcja ta stała się nieefektywna po około 200-500 dniach. Można to zrozumieć jeżeli weźmiemy pod uwagę fakt wyczerpania się akreowanego paliwa oraz jego powrot na jądro planety/brażowego karła. Nadmienię, że punkty obserwacyjne układają się zgodnie z przewidywaną krzywą zaniku. Jest to potwierdzenie słuszności odejścia od analitycznej relacji $\dot{M} \propto t^{-5/3}$.

Opadający materiał z tempem ~ 0.6 tempa eddingtonowskiego utworzył lokalną nadwyżkę widma mocy, którą utożsamiliśmy z oscylacją kwazi-perdiodyczną. W celu potwierdzenia lub odrzucenia tej hipotezy napisałem program generujący 10000 krzywych blasku wykorzystując symulacje Monte Carlo (Timmer & Koenig 1995). Różnica pomiędzy obserwowanym a oczekiwanym widmem mocy, wskazuje, że istnieje tylko 5% prawdopodobieństwo wygenerowania obserwowanej nadwyżki PSD przez przypadek. Słaba rozdzielczość czasowa obserwacji wykonanych detektorem Epic-on niestety nie pozwala potwierdzić ze stuprocentową pewnością istnienia QPO w tym TDE.

Podsumowując, chciałbym nadmienić, że jest to pierwsze w historii doniesienie o rozerwaniu tak małomasywnego obiektu przez czarną dziurę. Masa rozerwanego obiektu wskazuje na planetę gazową lub brązowego karła. Do tej pory rejestrowano tylko rozerwania białych karłów, gwiazd ciągu głównego oraz olbrzymów.

3. Natura kwazarów WLQ (artykuł H3)

Wprowadzenie do tematu

Zmienności akrecji wyrażające się w tysiącach i setkach tysięcy lat odnoszą się do kwazarów WLQ (od ang. *Weak emission Line Quasar*) nazywanych również w literaturze „lineless AGN”. Pierwszym odkrytym kwazarem posiadającym słabe linie emisyjne (w sensie małych wartości szerokości równoważnych EW) był obiekt PG 1407+265 (McDowell et al. 1995). EW linii Ly α λ 1215 było mniejsze od 10 Å, EW(C IV λ 1549) \simeq 4 Å, EW(Mg II λ 2800) \simeq 23 Å, zaś EW(H β λ 4861) $<$ 40 Å. Typowe wartości dla kwazarów to odpowiednio 56 ± 29 Å, 38 ± 19 Å, 39 ± 21 Å oraz 62 ± 36 Å (Forster et al. 2001). Przedstawione błędy są 1σ . Do roku 2009 znano jedynie 19 WLQ. Przełom przyniosła praca Diamond-Stanic et al. (2009), która dodała 65 dalszych. Późniejsze przeglądy koncentrujące się na poszukiwaniu blazarów oraz dziwnych AGNów (np. z silną emisją Fe, unusual BAL QSO, posiadających b.czerwone kontinuum), zwiększyły liczbę WLQ/(kandydatów na WLQ) odpowiednio o 13/(86+185) (Plotkin et al. 2010a,b; Meusinger et al. 2012). Kwazary WLQ znajdowane są głównie na dużych przesunięciach ku czerwieni ($z > 2.2$), lecz może to być jedynie efekt obserwacyjny. Dla małych z nie widzimy w optyce linii Ly α czy C IV, do których odnosi się pierwotna definicja WLQ. Zgodnie z nią, roboczą moim zdaniem definicją, WLQ są to kwazary, dla których EW(Ly α +N V) $<$ 15.4 Å lub EW(C IV) $<$ 10 Å (Diamond-Stanic et al. 2009). Małe wartości EW linii Mg II widoczne są również w nielicznej próbkę kwazarów WLQ o $1 < z < 2.2$ (np. Hryniewicz et al. 2010). Wydaje się, że ta sama „słabość” dotyczy również linii H β wspomnianych kwazarów o $z > 2.2$ (obserwacje w podczerwieni dwóch

WLQ, Shemmer et al. 2010). Pomimo małych wartości szerokości równoważnych linii emisyjnych kwazary WLQ wydają się statystycznie nie wyróżniać niczym charakterystycznym od normalnych kwazarów. Mediana nachylenia kontinuum tzn. widma ciągłego obiektów WLQ w optyce to $\alpha = -0.52$ versus -0.54 dla zwykłych kwazarów. Widmo WLQ obserwowane w zakresie radiowym jest bardziej strome niż płaskie widma galaktyk typu BL Lac. Wiele z nich jest cichych radiowo, a mniej niż 10% WLQ posiada radiową głośność $R = f_\nu(6\text{cm})/f_\nu(2500\text{\AA}) > 10$. Tylko jeden z nich był obserwowany techniką VLBI (priv. comm.). Ich widmo w podczerwieni w granicy dyspersji jest takie samo jak kwazarów normalnych. Niewiele WLQ było obserwowanych rentgenowsko. Kilka z nich jest cichych w tym zakresie promieniowania, a te których promieniowanie X można zdetektować nie różni się od zwykłych kwazarów (np. Diamond-Stanic et al. 2009; Shemmer et al. 2009).

Nie ma konsensusu wyjaśniającego naturę kwazarów WLQ. 10 hipotez podał McDowell et al. (1995). Obecnie mamy dwie główne teorie wraz z ich modyfikacjami. Pierwsza odnosi się do efektu Baldwina. WLQ byłyby obiektami, produkującymi zbyt mało promieniowania jonizującego w zakresie ultrafioletu oraz miękkiego promieniowania rentgenowskiego. Przykładem mógłby być kwazar PHL 1811 o $z = 0.19$ (Leighly et al. 2007) lub kwazary „PHL 1811 analogs” o $z \gtrsim 2.2$ (Wu et al. 2011). W tym pierwszym, podobnym do NLS1, tempo akrecji byłoby duże. W tych ostatnich istniałby tak zwany „shielding gas” zakrywający rejon BLR. Jeszcze inną propozycję podali Laor & Davis (2011), proponując aby WLQ były obiektami o bardzo masywnych czarnych dziurach i małych tempach akrecji. Tym samym dysk akrecyjny byłby za chłodny by wyprodukować odpowiednio jonizujące kontinuum. Drugie wyjaśnienie bazuje na deficycie samego materiału tworzącego BLR. Mały współczynnik zakrycia (tj. ang. *covering factor*) powoduje niedostatecznie efektywną produkcję linii emisyjnych (np. Shemmer et al. 2010). Powód takiego stanu rzeczy podali Hryniewicz, Czerny, Nikolajuk, & Kuraszkiewicz (2010). Obiekt WLQ jest etapem w ewolucji kwazara. Dysk akrecyjny jest już dobrze widoczny i produkuje normalne kontinuum jonizujące, natomiast obłoki BLR są dopiero nabudowywane przez wiatr dyskowy.

Omówienie osiągnięcia naukowego

W swojej pracy przeanalizowałem 81 WLQ o przesunięciach ku czerwieni $z > 2.2$. Przejrzałem katalog kwazarów SDSS Data Release 7, katalog widm spektrometrycznych oraz punktów fotometrycznych zebranych przez satelitę GALEX, a także katalog obserwacji rentgenowskich wykonanych satelitą *XMM-Newton*, *Chandra* oraz INTEGRAL. Miałem nadzieję, że przypatrzę się widmom ciągłym w ultrafiolecie, niestety w wielu przypadkach noszą one znamiona absorpcji przez galaktykę macierzystą lub absorpcji przez galak-

tyki leżące na drodze widzenia. Tym samym zdecydowałem się na używanie indeksu widmowego α_{ox} (łączącego widmo na 2500 Å z widmem na 2 keV) w celu scharakteryzowania poziomu emisji rentgenowskiej. Szerokości równoważne EW(C IV), stosunki jasności bolometrycznych do Eddingtonowskich ($L_{\text{Bol}}/L_{\text{Edd}}$) oraz wartości α_{ox} wzięłem z prac m.in. Shen et al. (2011); Shemmer et al. (2009). Wspomniane wartości porównałem z ich odpowiednikami dla normalnych kwazarów (Baskin & Laor 2004; Green et al. 2009).

Z pracy H3 jasno wynika istnienie obiektów zaklasyfikowanych, na podstawie EW linii Ly α , jako WLQ niemniej posiadających dobrze zbudowane linie C IV, takie jakie widzimy w normalnych kwazarach. Jest ich około 22%. Pozostałe 78% próbki to prawdziwe WLQ. Sugeruję aby klasyfikacja kwazarów WLQ brała pod uwagę wartości szerokości równoważnych linii Ly α i C IV jednocześnie. Nie powinna się ona opierać na EW linii wodoru czy węgla oddzielnie. Z teoretycznego punktu widzenia, dobrze byłoby opierać się na pełnym widmie kwazara i wziąć pod uwagę wartości EW wielu linii. Niemniej jest to trudne do wykonania na dużą skalę.

W pracy H3 pokazałem, że zakres tempa akrecji kwazarów WLQ w jednostkach eddingtonowskich nie odbiegają statystycznie od zakresu dla kwazarów normalnych. Tym samym przeczy to hipotezie, że WLQ to obiekty o eddingtonowskich i nadeddingtonowskich jasnościach (Shemmer et al. 2010). Jako ciekawostkę nadmienię fakt (nie przedstawiony w pracy H3), że gdyby pominąć błędy wyznaczeń EW i \dot{m} to efekt Baldwina byłby statystycznie taki sam i dla WLQ, i dla normalnych kwazarów. Różnica wynikałaby w różnych stałych normalizacyjnych (tj. w przesunięciu wertykalnym w przestrzeni log EW-log \dot{m}).

Kwazary WLQ posiadają różne indeksy α_{ox} . Przeczy to pomysłowi, że WLQ są to obiekty emitujące niski poziom promieniowania rentgenowskiego i ultrafioletowego jak PHL 1811 czy SDSS J094533.98+100950.1. Tym samym sugerujemy, że to nie niski poziom promieniowania jonizującego docierającego do materii BLR jest przyczyną powstawania słabych linii emisyjnych co sugerują Leighly et al. (2007); Wu et al. (2011); Laor & Davis (2011). W celu potwierdzenia mojej hipotezy wykorzystałem analizę wykonaną przez Ferland (2004). Modyfikując ją, wyprowadziłem wzór łączący szerokość równoważną EW linii z indeksem α_{ox} oraz współczynnikiem zakrycia (*covering factor* – Ω). Rozpatrzyłem linie o różnych energiach jonizacji. Linie Ly α , N V, C IV, He II należą do linii o dużym stopniu jonizacji. Są to tzw. HILe (ang. *High-Ionization Lines*), dla których energia jonizacyjna $E_{\text{ion}} \geq 50$ eV. Linie Si IV, C III], Si III], Al III tworzą IILe (ang. *Intermediate-Ionization Lines*). Natomiast linie z serii Balmera, Mg II, Si II należą do LILi (ang. *Low-Ionization Lines*) tj. linii o $E_{\text{ion}} \leq 20$ eV. Analizując różne linie emisyjne obiektów WLQ, kwazarów PG (podobnych do NLS1), kwa-

zarów o szerokich liniach absorpcyjnych, zwykłych kwazarów oraz galaktyki S1.5 NGC 5548 pokazują, że stosunek $\Omega_{\text{HIL}}/\Omega_{\text{LIL}}$ w prawdziwych WLQ jest mniejszy niż w pozostałych obiektach. Podobnie, patrząc tylko na sam dublet C IV stwierdzam, że współczynnik zakrycia Ω_{HIL} w obiektach WLQ jest około 10 razy mniejszy niż w innych kwazarach ($\Omega_{\text{HIL,WLQ}} < \Omega_{\text{HIL,QSO}}$). Jednocześnie stosunki $\Omega_{\text{CIV}}/\Omega_{\text{Ly}\alpha}$ w WLQ są podobne do tych widzianych w innych kwazarach. Tym samym obszary produkujące HILE (np. wiatr dyskowy) są w WLQ mniejsze od tych widzianych w normalnych kwazarach jednak stosunki współczynników Ω w WLQ i normalnych kwazarach są zbliżone. Zgodnie z pracą H3 sugerujemy, że kwazary WLQ są obiektami o dobrze zbudowanym dysku akrecyjnym, produkującym normalne promieniowanie jonizujące. Przyczyną powstawania słabych linii emisyjnych jest mały *covering factor* obszaru BLR. Oczywiście różnorodność obiektów typu WLQ nie wyklucza rozwiązania „miękkiego promieniowania jonizującego” w przypadku niektórych z nich (jak w PHL 1811).

W trakcie swojej pracy nad projektem H3 odkryłem także jeden dodatkowy WLQ leżący na średnich wartościach przesunięć ku czerwieni ($z = 1.89$). Jest to SDSS J170108.89+395443.0. Jednocześnie stwierdzam, że znany wcześniej kwazar PG 0043+039, pochodzący z przeglądu the Bright Quasar Survey, leżący na $z = 0.384$ i posiadający $\text{EW}(\text{C IV}) = 5.4 \text{ \AA}$ można przeklasyfikować jako low- z WLQ. Jego emisja w linii $\text{H}\beta$ jest silna, aczkolwiek $\text{EW}(\text{O [III]} \lambda 5007)$ jest małe (≈ 1) tak jak można byłoby się spodziewać w przypadku obiektów WLQ.

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych

Przed listopadem 2004 roku, kiedy to uzyskałem stopień doktora, byłem współautorem 4 prac z listy czasopism opracowywanej przez Institute for Scientific Information (tzw. listy Filadelfijskiej). Po obronie liczba prac (z wyłączeniem doniesień konferencyjnych oraz ATel) wynosiła 11. Pełna bibliografia znajduje się w załączniku nr 4.

5a) Osiągnięcia w pracy naukowej przed uzyskaniem stopnia doktora

Przed obroną doktoratu moja aktywność naukowa skupiała się głównie na badaniu zmienności strumieni promieniowania rentgenowskiego i optycznego galaktyk Syferta typów 1-2, obiektów NLS1, radiogalaktyk oraz normalnych kwazarów (z wyłączeniem BAL oraz WLQ).

W pracy Czerny et al. (2001) zaproponowaliśmy między innymi prostą metodę pomiaru mas czarnych dziur na podstawie analizy ich widma mocy

(PSD – ang. *Power Spectral Density*). Sprawdzamy dla jakiej częstości f obserwowana moc osiągnie wybraną arbitralnie wielkość $\text{PSD} \times f = 0.001 \text{ rms}^2$. Częstość ta wyznacza masę czarnej dziury. Warunek jest taki, aby częstość ta przypadła w zakresie wysokich częstości, tam gdzie widmo mocy jest opisane prawem potęgowym $\text{PSD} \propto f^\alpha$, $\alpha \simeq -2$. Dodatkowo stwierdziliśmy fakt, że galaktyki NLS1 posiadają większe tempa akrecji niż galaktyki BLS1. W pracy tej zajmowaliśmy się także niestabilnością jonizacyjną, która jest odpowiedzialna za globalne zmiany jasności zmiennych kataklizmicznych oraz akreujących gwiazd neutronowych. Stwierdziliśmy, że niestabilność jonizacyjna nie może być prawdopodobnie odpowiedzialna za zmiany w tempach akrecji, zmiany stanów widmowych i przejścia pomiędzy galaktykami typów NLS1 oraz BLS1.

Praca Nikolajuk et al. (2004) odnosi się również do badania zmienności rentgenowskich w zakresie 2-10 keV. Tym razem używamy znormalizowanej nadwyżki wariancji rentgenowskiej (σ_{nxss}^2), a nie widma mocy (PSD). Praca ta odnosi się do prac H1 i H2 opisanych w podrozdziale 4c) i opisuje podstawy metody ważenia czarnych dziur opartej na σ_{nxss}^2 .

Widma galaktyk NLS1 oraz kwazarów wydają się skalować z tempem akrecji a nie z masą czarnej dziury. W pracy Czerny, Nikolajuk, Różańska, et al. (2003) zaproponowaliśmy dwa mechanizmy modyfikujące widmo dysków akrecyjnych tak, że obserwowane widma wydają się skalować zgrubsza jedynie z \dot{m} . Pierwszym mechanizmem jest oświetlenie dysku przez ciepły absorber (ang. *Warm Absorber*). Drugim jest obecność komptonizującego „naskórka” tuż nad dyskiem w okolicach czarnej dziury, tam gdzie dysk jest zdominowany przez ciśnienie promieniowania. Zachodzące w ciepłym absorbercie procesy rozproszeń oraz oświetlenie dysku modyfikują optyczne i ultrafioletowe kontinuum dysku jakie wynikałoby z klasycznego dysku Shakury-Sunyaeva. Ciepły „naskórek” stabilizuje dysk oraz produkuje miękkie widmo rentgenowskie. Wspomniane efekty nie odnoszą się do galaktyk BLS1, dla których procesy parowania geometrycznie cienkiego dysku są efektywne i dysk może nie sięgać tak daleko do czarnej dziury (jak jest np. w 3C 390.3).

Badanie długoskalowych zmienności w zakresie optycznym (~ 90 lat) oraz rentgenowskim (~ 27 lat) galaktyki NGC 4151 było tematem pracy Czerny, Doroshenko, Nikolajuk, et al. (2003). Analizę wykonaliśmy obliczając widmo mocy, funkcję struktury oraz funkcję autokorelacji. Specjalnie do tego projektu napisałem program obliczający funkcję struktury. Pokazaliśmy, że zmiany strumienia optycznego odbywają się głównie w okresie ~ 13 lat, zaś rentgenowskiego w szerokim 5 dni-2.7 lat. Sugerowanym źródłem długoskalowych zmienności w optyce jest reprocesowanie promieniowania rentgenowskiego w dysku oraz niestabilność związana z ciśnieniem promieniowania.

5b) Osiągnięcia w pracy naukowej po uzyskaniu stopnia doktora

Oprócz prac H1-H4 opisanych w punkcie 4 moje zainteresowania koncentrowały się dodatkowo na: 1) badaniu natury kwazarów WLQ oraz ich rejonu BLR, 2) zastosowaniu metody dyskowej (ang. *disk fitting method*) do wyznaczenia spinu czarnej dziury w kwazarze, 3) analizie szerokich linii absorpcyjnych kwazara HS 1603+382, 4) badaniu zmienności widzianych w galaktycznych układach podwójnych z czarną dziurą.

Pracą, która powstała jako wynik pracy magisterskiej mojego byłego studenta, była praca Hryniewicz et al. (2010). Odnosiła się ona do kwazara WLQ SDSS J094533.99+100950.1. Przeanalizowaliśmy widmo ciągłe obiektu, jego słabe linie emisyjne oraz dwa dublety absorpcyjne C IV i Mg II przesunięte ku niebieskiej części widma. Zapronowaliśmy wyjaśnienie „słabości” linii jako efekt nabudowywania się regionu BLR przez wiejący z prędkościami 8000-9000 km s⁻¹ wiatr dyskowy. Dysk akrecyjny zdążył się dobrze zbudować. Teraz w wyniku ciśnienia promieniowania jest nanoszony materiał do budowy obłoków BLR. Według tego scenariusza WLQ jest stanem w ewolucji kwazara trwającym kilka tysięcy lat.

Kwazar SDSS J094533.99+100950.1 posiada zdominowane przez dysk akrecyjny widmo ciągłe. Tym samym możemy po raz pierwszy użyć z sukcesem metody dopasowywania kontinuum teoretycznego do obserwowanego w celu wyznaczenia momentu pędu czarnej dziury w galaktyce aktywnej. Dotyczy tego praca Czerny et al. (2011). Ogólnie widmo jonizujące AGNów w dalekim ultrafiolecie jest zdominowane przez np. efekty komptonizacji i trudno jest wyznaczyć sam wkład od dysku. W tym obiekcie widzimy wyraźnie kształt dyskowy (wraz punktem maksimum i eksponecjalnym spadkiem jasności). Bezwymiarowy parametr a_* opisujący spin czarnej dziury w tym kwazarze jest mniejszy od 0.8 z wartością 0.13, wynikającą z najlepszego dopasowania.

Prace Dobrzycki et al. (2007) oraz Różańska et al. (2014) odnoszą do kwazara HS 1603+382 ukazującego w swym widmie 11 systemów absorpcyjnych (w tym 2 odkryte przeze mnie). Pierwsza z tych prac jest obserwacyjna. Z nią wiązał się mój pobyt w European Southern Observatory w Garching. Posiadaliśmy obserwacje wykonane teleskopami MMT oraz Keck. Wykonałem obróbkę „surowych” danych oraz przeprowadziłem identyfikację linii absorpcyjnych połączonych z ich analizą. Druga z tych prac jest teoretyczna i bazuje na wykonaniu symulacji komputerowych systemu A kwazara za pomocą kodów CLOUDY oraz TITAN. Rzeczą ciekawą jest fakt, że obserwowany stosunek gęstości kolumnowych $N_{\text{CIV}}/N_{\text{Ly}\alpha}$ osiąga w systemie A wartość ~ 20 , gdy w pozostałych jest on < 1 . W pracy Różańska et al. sugerujemy, że system A jest ciepłym absorbentem tego kwazara i próbujemy odtworzyć warunki

fizyczne, prowadzące do tego stosunku gęstości. Stosując modelowanie fotojonizacyjne otrzymujemy odległość do ciepłego absorbenta. Znajduje się on w odległości 0.1-0.2 pc od centrum. Ze względu na szybki wiatr osiagający prędkości rzędu tysięcy km s^{-1} kwazar HS 1603+382 można uważać za odpowiednik galaktyki NLS1.

W pracy Gierliński et al. (2007) przeanalizowaliśmy zmienności rentgenowskie 7 galaktycznych układów podwójnych z czarną dziurą (BHB – ang. *Black Hole Binary*). Przebywały one w różnych stanach widmowych. Praca ta odnosiła się do wyznaczenia σ_{rms}^2 oraz do metody nadwyżki wariancji rentgenowskiej estymacji mas czarnych dziur opisanej w artykule H1. Obserwowane widma mocy zmieniają się od stanu do stanu widmowego, od daty do daty obserwacji. Niemniej kształt widma mocy w zakresie wysokich częstotliwości źródła BHB przebywającego w niskim/twardym stanie widmowym nie zmienia się. Sugeruje to, że zmienności te zostały wygenerowane przez materię (np. dysk) sięgającą do ostatniej kołowej orbity marginalnie stabilnej (ISCO). W pracy pokazaliśmy, że konkluzję tę można odnieść do aktywnych jąder galaktyk. Metoda nadwyżki rentgenowskiej działa z tym samym skalowaniem i do BHB i do AGN w zakresie mas przekraczających 8 rzędów wielkości. Oznacza to, że z punktu widzenia generacji zmienności mamy odpowiednio: zdominowany przez komptonizację stan widmowy układów BHB \longleftrightarrow BLS1, zdominowany przez dysk stan widmowy BHB \longleftrightarrow NLS1.

6. Plany naukowe.

W najbliższej przyszłości chciałbym wykonać co najmniej cztery projekty. Pierwszy odnosi się do współpracy z drem Rolandem Walterem z Uniwersytetu Genewskiego, Szwajcaria. Projekt ten polegałaby na poszukiwaniu zjawisk rozerwań pływowych (TDE) widzianych przez detektor *Swift*/BAT. Drugi projekt analizuje widma zjawisk TDE. Trzeci projekt zakłada współpracę z drem S.C. Stalinem z Indian Institute of Astrophysics, Bangalore, Indie. W projekcie tym chcemy wspólnie badać galaktyki Seyferta oraz blazary w promieniowaniu gamma i twardym rentgenowskim. Wykorzystamy dane z indyjskiego satelity ASTROSAT, który będzie prowadził obserwacje w zakresie od długości fal promieniowania elektromagnetycznego 5300\AA do energii fotonów 150 keV. Planowane wyniesienie tego satelity to rok 2015. Wykorzystamy także obserwacje w optyce oraz podczerwieni prowadzone przez indyjski Himalayan Chandra Telescope. Czwarty projekt dotyczy badania kwazarów WLQ metodami nie wykorzystującymi produkcji linii emisyjnych.

Literatura

- Alexander, T. & Kumar, P. 2001, ApJ, 549, 948
- Arav, N., Barlow, T. A., Laor, A., Sargent, W. L. W., & Blandford, R. D. 1998, MNRAS, 297, 990
- Aretxaga, I. & Terlevich, R. 1994, MNARS, 269, 462
- Bade, N., Komossa, S., & Dahlem, M. 1996, A&A, 309, L35
- Baskin, A. & Laor, A. 2004, MNRAS, 350, L31
- Bentz, M. C., Peterson, B. M., Pogge, R. W., & Vestergaard, M. 2009, ApJL, 694, L166
- Burrows, D. N., Kennea, J. A., Ghisellini, G., et al. 2011, Nature, 476, 421
- Cenko, S. B., Krimm, H. A., Horesh, A., et al. 2012, ApJ, 753, 77
- Collin, S., Kawaguchi, T., Peterson, B. M., & Vestergaard, M. 2006, A&A, 456, 75
- Czerny, B. & Nikołaajuk, M. 2010, MemSAI, 81, 281
- Czerny, B., Róžańska, A., Dovčiak, M., Karas, V., & Dumont, A.-M. 2004, A&A, 420, 1
- Diamond-Stanic, A. M., Fan, X., Brandt, W. N., et al. 2009, ApJ, 699, 782
- Elvis, M. 2000, ApJ, 545, 63
- Esquej, P., Saxton, R. D., Freyberg, M. J., et al. 2007, A&A, 462, L49
- Evans, C. R. & Kochanek, C. S. 1989, ApJL, 346, L13
- Ferland, G. 2004, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 311, AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey, ed. G. T. Richards & P. B. Hall, 161
- Forster, K., Green, P. J., Aldcroft, T. L., et al. 2001, ApJS, 134, 35
- Gaskell, C. M. 2009, NewAR, 53, 140
- Gezari, S., Chornock, R., Rest, A., et al. 2012, Nature, 485, 217
- Gierliński, M., Nikołaajuk, M., & Czerny, B. 2008, MNARS, 383, 741

- González-Martín, O., Papadakis, I., Reig, P., & Zezas, A. 2011, *A&A*, 526, A132
- Graham, A. W., Onken, C. A., Athanassoula, E., & Combes, F. 2011, *MNRAS*, 412, 2211
- Green, P. J., Aldcroft, T. L., Richards, G. T., et al. 2009, *ApJ*, 690, 644
- Greiner, J., Schwarz, R., Zharikov, S., & Orío, M. 2000, *A&A*, 362, L25
- Guillochon, J., Manukian, H., & Ramirez-Ruiz, E. 2014, *ApJ*, 783, 23
- Guillochon, J. & Ramirez-Ruiz, E. 2013, *ApJ*, 767, 25
- Häring, N. & Rix, H.-W. 2004, *ApJL*, 604, L89
- Hawkins, M. R. S. 1993, *Nature*, 366, 242
- Hills, J. G. 1975, *Nature*, 254, 295
- Hryniewicz, K., Czerny, B., Niłolajuk, M., & Kuraszkiewicz, J. 2010, *MNRAS*, 404, 2028
- King, A. R., Pringle, J. E., West, R. G., & Livio, M. 2004, *MNRAS*, 348, 111
- Komossa, S. & Greiner, J. 1999, *A&A*, 349, L45
- Lacy, J. H., Townes, C. H., & Hollenbach, D. J. 1982, *ApJ*, 262, 120
- Laor, A. & Davis, S. W. 2011, *MNRAS*, 417, 681
- Lei, W.-H., Zhang, B., & Gao, H. 2013, *ApJ*, 762, 98
- Leighly, K. M. & Casebeer, D. 2007, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 373, *The Central Engine of Active Galactic Nuclei*, ed. L. C. Ho & J.-W. Wang, 365
- Leighly, K. M., Halpern, J. P., Jenkins, E. B., et al. 2007, *ApJ*, 663, 103
- Li, L.-X., Narayan, R., & Menou, K. 2002, *ApJ*, 576, 753
- Lodato, G., King, A. R., & Pringle, J. E. 2009, *MNRAS*, 392, 332
- Lyubarskii, Y. E. 1997, *MNRAS*, 292, 679
- MacLeod, M., Ramirez-Ruiz, E., Grady, S., & Guillochon, J. 2013, *ApJ*, 777, 133

- Maksym, W. P., Ulmer, M. P., Eracleous, M. C., Guennou, L., & Ho, L. C. 2013, MNRAS, 435, 1904
- McDowell, J. C., Canizares, C., Elvis, M., et al. 1995, ApJ, 450, 585
- Meusinger, H., Schalldach, P., Scholz, R.-D., et al. 2012, A&A, 541, A77
- Müller, J. M. & Gültekin, K. 2011, ApJL, 738, L13
- Murray, N., Chiang, J., Grossman, S. A., & Voit, G. M. 1995, ApJ, 451, 498
- Naik, S., Das, M., Jain, C., & Paul, B. 2010, MNRAS, 404, 2056
- Nelson, C. H. & Whittle, M. 1995, ApJS, 99, 67
- Neronov, A., Semikoz, D., & Sibiryakov, S. 2008, MNRAS, 391, 949
- Netzer, H. 1990, in Active Galactic Nuclei, ed. R. D. Blandford, H. Netzer, L. Woltjer, T. J.-L. Courvoisier, & M. Mayor, 57–160
- Nikolajuk, M., Papadakis, I. E., & Czerny, B. 2004, MNRAS, 350, L26
- Nurmi, P., Valtonen, M. J., & Zheng, J. Q. 2001, MNRAS, 327, 1367
- Onken, C. A., Ferrarese, L., Merritt, D., et al. 2004, ApJ, 615, 645
- Peterson, B. M. 2006, in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 693, Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales, ed. D. Alloin, 77
- Phinney, E. S. 1989, in IAU Symposium, Vol. 136, The Center of the Galaxy, ed. M. Morris, 543
- Piran, T. & Krolik, J. 2012, in European Physical Journal Web of Conferences, Vol. 39, European Physical Journal Web of Conferences, 2006
- Plotkin, R. M., Anderson, S. F., Brandt, W. N., et al. 2010a, AJ, 139, 390
- Plotkin, R. M., Anderson, S. F., Brandt, W. N., et al. 2010b, ApJ, 721, 562
- Poutanen, J. & Fabian, A. C. 1999, MNRAS, 306, L31
- Rees, M. J. 1984, ARA&A, 22, 471
- Rees, M. J. 1988, Nature, 333, 523
- Remillard, R. A. & McClintock, J. E. 2006, ARA&A, 44, 49
- Richards, G. T., Kruczek, N. E., Gallagher, S. C., et al. 2011, AJ, 141, 167

- Risaliti, G. & Elvis, M. 2010, A&A, 516, A89
- Risaliti, G., Elvis, M., & Nicastro, F. 2002, ApJ, 571, 234
- Shapiro, S. L. & Marchant, A. B. 1978, ApJ, 225, 603
- Shaposhnikov, N. & Titarchuk, L. 2009, ApJ, 699, 453
- Shcherbakov, R. V., Pe'er, A., Reynolds, C. S., et al. 2013, ApJ, 769, 85
- Shemmer, O., Brandt, W. N., Anderson, S. F., et al. 2009, ApJ, 696, 580
- Shemmer, O., Trakhtenbrot, B., Anderson, S. F., et al. 2010, ApJl, 722, L152
- Shen, Y., Richards, G. T., Strauss, M. A., et al. 2011, ApJS, 194, 45
- Storchi-Bergmann, T., Eracleous, M., Livio, M., et al. 1995, ApJ, 443, 617
- Strubbe, L. E. & Quataert, E. 2009, MNRAS, 400, 2070
- Sulentic, J. W., Marziani, P., & Dultzin-Hacyan, D. 2000, ARA&A, 38, 521
- Thornton, C. E., Barth, A. J., Ho, L. C., Rutledge, R. E., & Greene, J. E. 2008, ApJ, 686, 892
- Timmer, J. & Koenig, M. 1995, A&A, 300, 707
- Ulmer, A. 1999, ApJ, 514, 180
- Webb, N. A., Barret, D., Braitto, V., et al. 2012, in SF2A-2012: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed. S. Boissier, P. de Laverny, N. Nardetto, R. Samadi, D. Valls-Gabaud, & H. Wozniak, 631–636
- Woo, J.-H., Treu, T., Barth, A. J., et al. 2010, ApJ, 716, 269
- Wu, J., Brandt, W. N., Hall, P. B., et al. 2011, ApJ, 736, 28
- Young, P. J. 1977, ApJ, 215, 36

17.06.2014, Białystok

Marek Niłolajuk
dr Marek Niłolajuk