

1. Zjawisko akrecji - typowe wartości parametrów

Wyobraźmy sobie taki problem. Przeprowadziliśmy obserwację pewnej gromady kulistej w zakresie rentgenowskim. Z astronomii optycznej znamy odległość do tej gromady, z obserwacji mamy pomiar jasności obserwowanej źródła, więc możemy policzyć jasność absolutną nowo odkrytego źródła rentgenowskiego. Powiedzmy, że wynosi ona 5×10^{37} erg/s. Powiedzmy dalej, że udało się też określić kształt widma rentgenowskiego naszego obiektu – jest to obiekt świecący jak ciało czarne o temperaturze 1.5 keV. Co to może być?

Warto pewne wartości oszacować, żeby łatwo oceniać, czym jest dany obiekt. Zobaczymy zatem, jakie mogą być typowe parametry obiektu, świecącego dzięki akrecji na jego powierzchnię.

Jasność Eddingtona



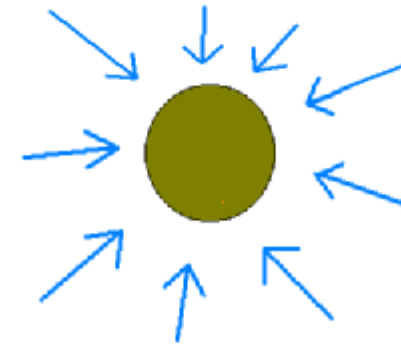
elektron $F = \frac{L}{4\pi r^2}$
 F strumień promieniowania

siła promieniowania = pęd zaabsorbowany = $\frac{F}{c} \sigma_T$

$$\frac{F}{c} \sigma_T \leq \frac{GMm_p}{r^2}$$

ponieważ elektron pociągnąłby proton (neutralność plazmy)

Zatem jest pewna graniczna wartość L jasności równa $L_{Edd} = \frac{4\pi GM m_p c}{\sigma_T} = 1.38 \times 10^{38} \frac{M}{M_s}$ [erg/s]



Limit jasności dla stacjonarnej kuli gazowej, przy założeniu całkowitej jonizacji gazu (swobodne elektrony). Jasność Eddingtona zależy od masy, a nie zależy od promienia.

Uwaga: człowiek świeci z jasnością Eddingtona!

1. Zjawisko akrecji - typowe wartości parametrów

Promień

$$R = \frac{R}{R_{Schw}} R_{Schw} \quad R_{Schw} = 2.95 \times 10^3 \frac{M}{M_s} [m]$$

Minimalna skala czasowa

Koherentne zmiany mogą zachodzić wtedy, gdy obszar pozostaje w związku przyczynowym, t.j.

$$\tau_{min} = \frac{R}{c} = 10^{-5} \frac{R}{R_{Schw}} \frac{M}{M_s} [s]$$

a więc w skali mikrosekund dla gwiazdy neutrowej czy 1000 s dla supermasywnej czarnej dziury.

Wydajność akrecji

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{R_{Schw}}{R} \quad \text{nie zależy od masy obiektu}$$

Tempo akrecji Eddingtona

ponieważ $\eta \dot{M} c^2 = L \leq L_{Edd}$ to wprowadzamy $\dot{M}_{Edd} = \frac{4 \pi G M m_p}{c \sigma_T \eta} = \frac{1}{\eta} 1.3 \times 10^{14} \frac{M}{M_s} [kg/s]$

Tempo akrecji odpowiadające jasności Eddingtona zależy od wydajności akrecji, a więc od tego, czy akrecja następuje np. na białego karła czy na gwiazdę neutronową. Czasami więc wprowadza się definicję tempa akrecji Eddingtona bez uwzględnienia wydajności (i.e. jakby zakładając wydajność 1, co jest trochę mylące).

1. Typowe wartości parametrów cd.

Maksymalna energia fotonów emitowanych przez akreujący gaz

Zakładając, że cała energia spadającej radialnie cząstki zostaje zamieniona na 1 foton, otrzymamy związek

$$E_{max} = \frac{GMm_p}{R} = 470 \text{ MeV} \frac{R_{Schw}}{R}$$

lub w formie temperatury, z relacji $E=kT$, $T_{max} = 6 \times 10^{12} \frac{R_{Schw}}{R} \text{ [K]}$

Taki mechanizm zakłada, że akreująca plazma jest optycznie cienka, uciekające fotony nie oddziałują z materią, a widmo powstającego promieniowania nie ma wtedy kształtu charakterystycznego dla ciała czarnego. Ta górna granica nie realizuje się w praktyce. W każdym razie nie zależy ona od masy obiektu, a zależy od zwartości.

Minimalna temperatura fotonów emitowanych przez akreujący gaz

Najwydajniejszą formą świecenia jest świecenie ciała doskonale czarnego ono osiąga najniższą temperaturę przy zadanym strumieniu promieniowania. Jest to dobre przybliżenie dla ośrodka optycznie grubego, osiągającego równowagę termiczną materii i promieniowania.

$$L = \sigma T_{bb}^4 \pi R^2 \quad \text{co można przekształcić do} \quad T_{bb} = 4 \times 10^7 \left(\frac{L}{L_{Edd}} \right)^{1/4} \left(\frac{R_{Schw}}{R} \right)^{1/2} \left(\frac{M_s}{M} \right)^{1/4} \text{ [K]}$$

(albo 4 keV)

Teraz można odpowiedzieć na pytanie zadane na początku wykładu odnośnie źródła w gromadzie kulistej. Jest nim albo gwiazda neutronowa, albo gwiazdowa czarna dziura, ponieważ pasują jasność i temperatura. Dalsze rozróżnienie czarnej dziury od gwiazdy neutronowej stanowi już poważny problem, o czym potem.

1. Typowe wartości parametrów cd.

Pole magnetyczne

Charakterystyczna wartość pola magnetycznego o gęstości energii takiej jak gęstość energii promieniowania

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{L}{4\pi R^2 c}$$

$$B = 4 \frac{R_{Schw}}{R} \left(\frac{L}{L_{Edd}}\right)^{1/2} \left(\frac{M_s}{M}\right)^{1/2} [G]$$

co po przeliczeniu można wygodnie wyrazić jako

Zatem pole magnetyczne skaluje się nie z masą, a z pierwiastkiem.

Ewolucyjna skala czasowa

Tempo wzrastania masy centralnej w wyniku stacjonarnej akrecji

$$\tau_{evol} = \frac{M}{\dot{M}}$$

$$\tau_{evol} = 3 \times 10^8 \frac{1}{\eta} \frac{L_{Edd}}{L} [lat]$$

co wygodnie wyrazić jako

Tak ocenione tempo ewolucji nie zależy od masy obiektu centralnego i jest takie samo dla gwiazdy jak i dla supermasywnej czarnej dziury w centrum galaktyki. Jest on zaledwie kilkukrotnie krótszy od wieku Wszechświata (ok. 12-14 miliardów lat), jeśli wydajność akrecji jest rzędu 10%.

DYGRESJA: W praktyce nie wszystko jest takie proste. Na przykład niektóre akreujące białe karły raczej zmniejszają, a nie zwiększają, masę ponieważ w trakcie powtarzających się wybuchów termojądrowych (zjawisko gwiazdy nowej) odrzucają więcej masy niż zaakreują pomiędzy wybuchami.

Otrzymane relacje pozwalają na oszacowanie parametrów obiektu, gdy obserwacje pozwalają na określenie przynajmniej kilku z nich.

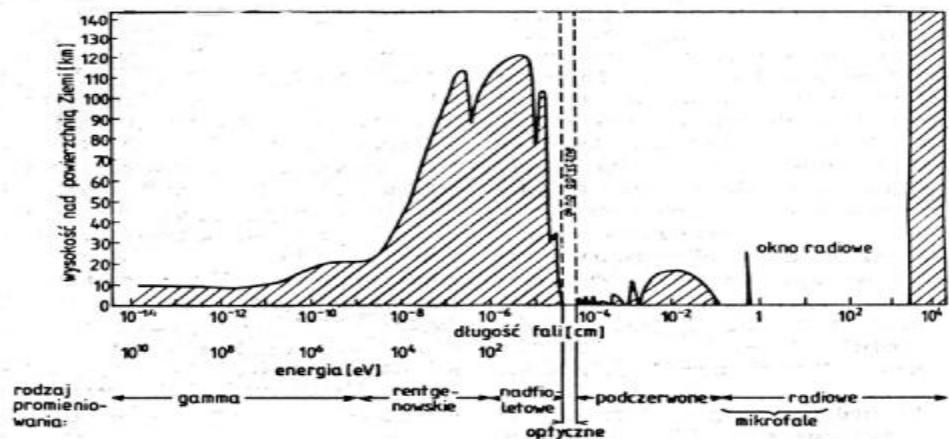
2. Wyznaczanie parametrów z obserwacji

Jasność

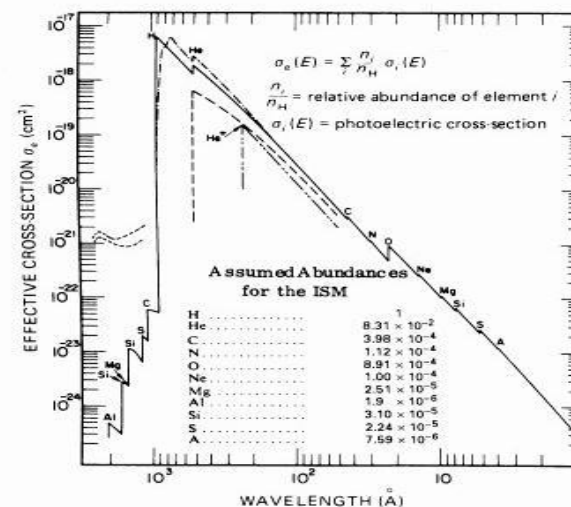
Największy problem stanowi pomiar odległości - generalnie jeden z największych problemów w astronomii.

Przykład. Długo toczyła się dyskusja o odległościach i jasnościach błysków gamma - rozbłysków pojawiających się erratycznie na niebie w przypadkowych kierunkach, izotropowo, trwających od ułamka sekundy do kilkuset sekund. Rozkład przestrzenny oraz zależność liczby rozbłysków od jasności obserwowanej sugerowała pochodzenie albo z halo galaktycznego, z odległości ok. 100 kps ($1 \text{ ps} = 3 \times 10^{18} \text{ cm}$), albo z odległości kosmologicznych, czyli ok. 10 Gps. W pierwszym przypadku typowe jasności wynosiłyby 10^{41} erg/s , a w tym drugim 10^{51} erg/s - różnica dziesięciu rzędów wielkości! Dopiero kilka lat temu obserwacje wykonane przez teleskop Beppo-SAX doprowadziły do precyzyjnego określenia pozycji kilku błysków gamma (np. GRB970508), następnie ich identyfikacji ze źródłami pomieniowania w innych zakresach widmowych, w tym do odkrycia poświat w zakresie optycznym, co pozwoliło na określenie odległości w oparciu o widoczne linie absorpcyjne. Wyjaśniło się, że kosmologiczna interpretacja jest poprawna.

Drugi problem to niepełne pokrycie widmowe, nie pozwalające zwkłe na precyzyjne wyznaczenie *jasności bolometrycznej*. Przyczyna kłopotu to ekstynkcja. Problem atmosfery ziemskiej można ominąć umieszczając przyrządy pomiarowe na satelitach, ale ekstynkcji międzygwiazdowej już ominąć się nie da!



Absorpcja promieniowania elektromagnetycznego w atmosferze ziemskiej. Krzywa odzwierciedla wysokość, do jakiej dociera 1% promieniowania o danej długości fali

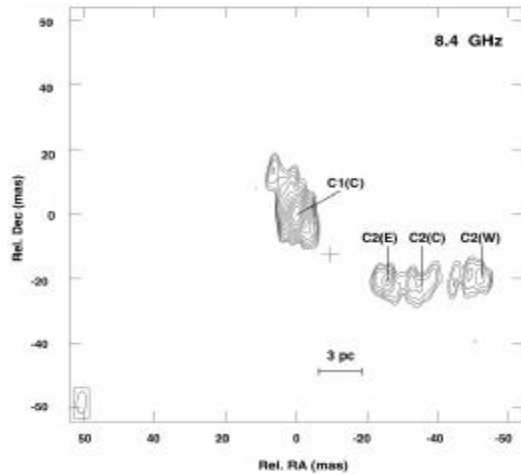


2. Wyznaczanie parametrów z obserwacji cd.

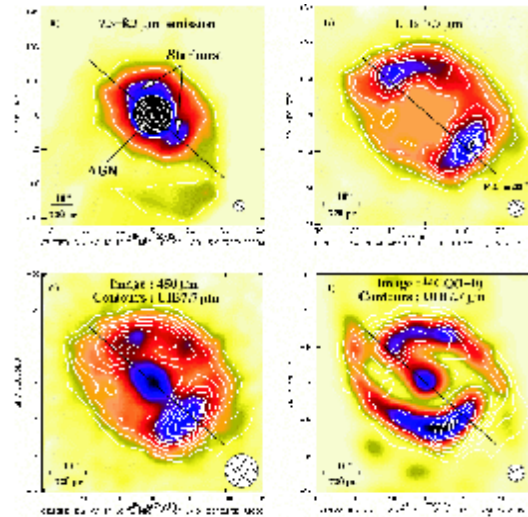
Promień

Promień (czy bardziej generalnie, rozmiary obiektu) jest wielkością trudną do wyznaczenia bezpośrednio, ponieważ z reguły nie dysponujemy odpowiednią przestrzenną zdolnością rozdzielczą w obserwacjach.

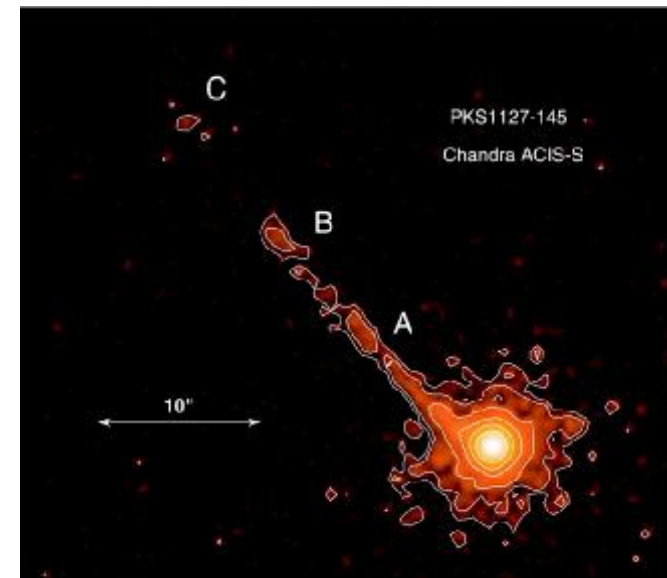
Obraz VLBI w linii masera wodnego galaktyki NGC 5793 i dżet w skali ps (Hagiwara et al. 2001)



Mid-Infrared, ISOCAM, SCUBA i CO2
ISOCAM; obraz galaktyki of NGC1068 w IR 7.3-8.3 mm (from Le Floch et al. 2001)



PKS 1127-145 ACIS-S Chandra. Dżet rozciąga się na odległość 300 kps (fSiemiginowska et al. 2002)



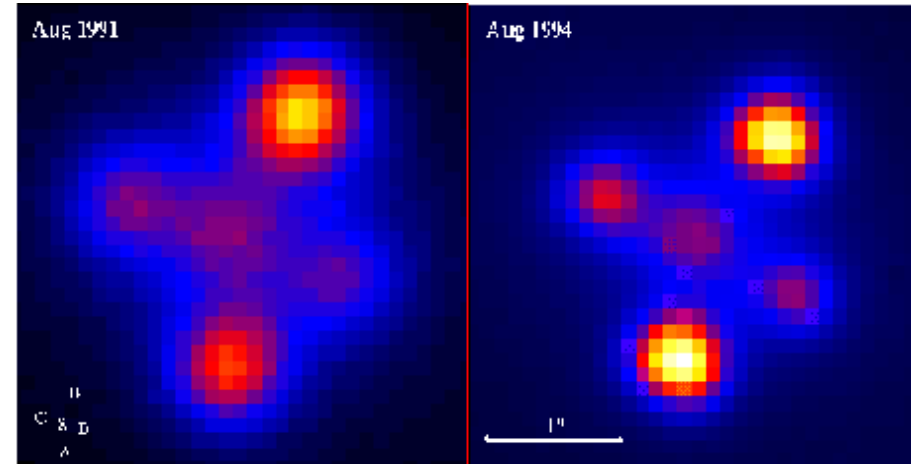
Typowe osiągalne zdolności rozdzielcze przestrzenne odpowiadające 1'' łuku:

Obiekt	Masa/Ms	Odległość	1''[m]	1''[R _{Schw}]	
GBH	10	10 kpc	10 ¹⁵	3x10 ¹¹	(Galactic Black Hole - galaktyczne czarne dziury)
Mleczna Droga	2.6x10 ⁶	10 kpc	10 ¹⁵	10 ⁶	
MBH	10 ⁷	50 Mpc	5x10 ¹⁸	10 ⁹	(Massive Black Hole - masywna czarna dziura)
MBH	10 ⁹	1 Gpc	10 ²⁰	2x10 ⁹	

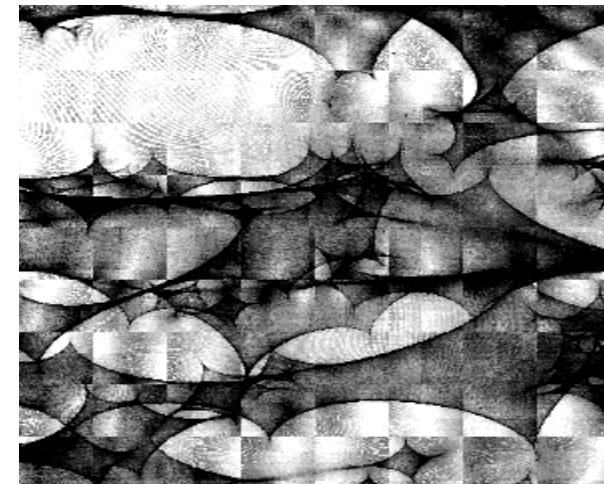
2. Wyznaczanie parametrów z obserwacji cd.

Zatem z reguły promień/rozmiary wyznacza się się pośrednio np. (i) z geometrii zaćmień w gwiazdach podwójnych (ii) z temperatury i jasności (przy emisji zbliżonej kształtem do ciała czarnego), (iii) z minimalnej skali czasowej.

Ciekawą i obiecującą metodą w przypadku odległych kwazarów jest wyznaczanie rozmiaru obszaru świecącego w oparciu o efekt mikrosoczewkowania grawitacyjnego. Najlepszym przykładem jest kwazar Krzyż Einsteina Q2237+0305 ($z=1.659$). Tworzy on cztery zasadnicze obrazy ze względu na efekt soczewkowania grawitacyjnego przez galaktykę jako całość, ale każdy z tych obrazów jeszcze migoce skutkiem mikrosoczewkowania na poszczególnych gwiazdach. Efekt migotania zależy od gęstości gwiazd w galaktyce, co można wymodelować (patrz mapka obok) oraz właśnie od rozmiaru obiektu świecącego. Dotychczasowa ocena obszaru świecącego: $R < \text{kilka } 10^{15} \text{ cm}$.



Mapka kaustyczna dla
Q2237+0305
(Jaroszyński i in.
1994)



2. Wyznaczanie parametrów z obserwacji cd.

Masa

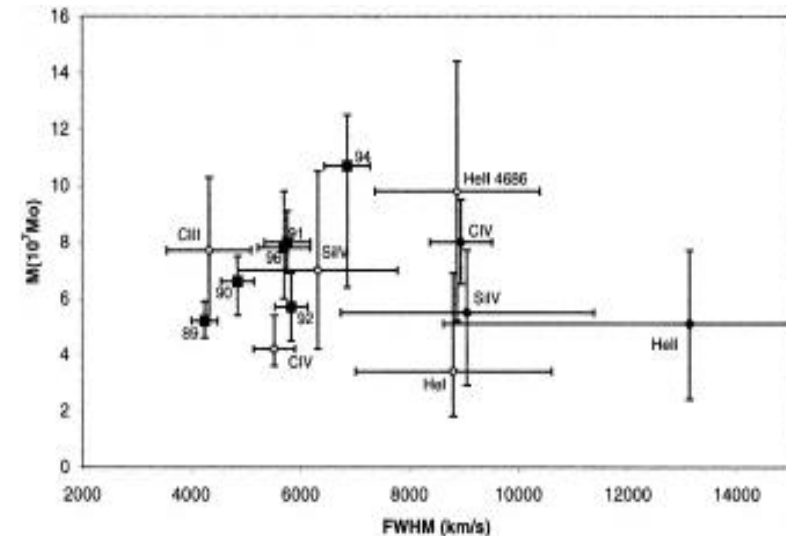
Wyznaczanie masy obiektu w astronomii z reguły opiera się o pomiar ruchu satelity wokół tego obiektu. Pomiar prędkości satelity i rozmiaru orbity (albo okresu) i określenie nachylenia orbity pozwalają na wyznaczenie masy przy założeniu ruchu keplerowskiego, z reguły na orbicie kołowej.

$$\frac{GM}{R} = v^2$$

W przypadku gwiazd i gwiazdowych czarnych dziur rolę "satelity" pełni gwiazda-towarzysz, dawca masy.

Wyznacza się prędkość (z efektu Dopplera w położeniu linii widmowych), oraz okres orbitalny, i ocenia nachylenie orbity. W przypadku supermasywnych czarnych dziur rolę "satelity" pełnią pobliskie gwiazdy albo obłoki gazu emitujące szerokie linie emisyjne. W przypadku pierwszym mierzymy w praktyce zależność dyspersji prędkości gwiazd (poszerzenia linii widmowych) w funkcji odległości od centrum grawitacyjnego i zakładamy przypadkowy rozkład orbit. W przypadku drugim też mierzymy dyspersję prędkości (z poszerzenia linii emisyjnych), odległość wyznaczamy z opóźnień linii widmowych względem centralnego kontinuum, i również zakładamy przypadkowy rozkład orbit.

Wyznaczenie masy czarnej dziury
 $M = 6 \pm 2 \times 10^7 M_{\odot}$ przez Wandela et al.
1999 dla NGC 5548



2. Wyznaczanie parametrów z obserwacji cd.

Wydajność akrecji

Ten parametr też można całkiem sprytnie bezpośrednio oszacować z obserwacji.

Przykład 1 (Fabian 1979)

Źródło o jasności L zmienia znacząco jasność w skali czasowej T . Oznaczmy chwilowo nieznaną promień źródła przez R , a głębokość optyczną przez τ . Teraz ocenimy pewne parametry obłoku.

Czas przejścia fotonu przez źródło można łatwo ocenić w dwóch skrajnych przypadkach:

- $\tau \ll 1$ wtedy foton przeczodzi przez ośrodek bez rozproszenia
- $\tau \gg 1$ wtedy możemy określić dryf w przybliżeniu dyfuzyjnym, jak w ruchach Browna:
 - l - średnia droga swobodna
 - po n odbiciach droga nl , ale systematyczne przesunięcie $n^{1/2} l$
 - zatem średnia prędkość dryfu to $n^{1/2} l / (nl/c) = c/n^{1/2}$

korzystając z faktu, że liczba rozprożeń n potrzebna na pokonanie ośrodka to $n^{1/2} l = R$ oraz z definicji głębokości optycznej $R = \tau l$ mamy, że średnia prędkość jest równa c/τ , a czas przejścia $T = (R/c) \tau$

Tworzymy więc wzór uniwersalny łącząc oba:

$$T = \frac{R}{c} (\tau + 1)$$

Gęstość chmury obliczamy ze wzoru

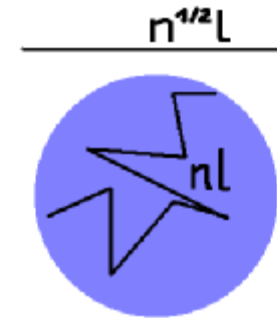
$$\tau = \sigma_T \rho R / m_p \quad \rho = \frac{\tau m_p}{\sigma_T R}$$

Masa chmury jest zatem dana jako

$$M = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho = \frac{4}{3} \pi R^2 m_p \frac{\tau}{\sigma_T}$$

Promień można z kolei wyrazić przez czas przejścia fotonu, wykorzystując wzór powyżej

i już możemy teraz policzyć **wydajność procesu** odpowiedzialnego za obserwowaną zmienność źródła o jasności L i charakterystycznej skali czasowej T



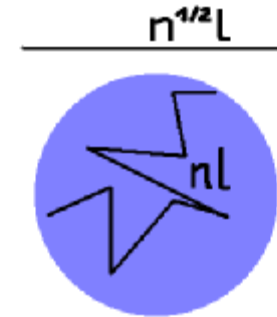
2. Wyznaczanie parametrów z obserwacji cd.

$$\eta = \frac{LT}{Mc^2} = \frac{3L\sigma_T}{4\pi c^4 m_p T} \frac{(\tau+1)^2}{\tau}$$

funkcja $\frac{(\tau+1)^2}{\tau}$ ma minimum w $\tau=1$ (i wartość minimalną 4).

A zatem w każdym przypadku

$$\eta > \frac{LT}{Mc^2} = \frac{3L\sigma_T}{\pi c^4 m_p T}$$



Na przykład aktywne jądro galaktyki NGC 5548 o jasności rzędu 10^{44} erg/s zmienia znacząco jasność w skali 10^4 s, co daje wydajność akrecji 0.02. Są jednak takie AGN, dla których $\eta \gg 1$. Jest to skutek efektów relatywistycznych.

Przykład 2 (Soltan 1982)

Globalne wyznaczenie wydajności akrecji dla kwazarów metodą wymyśloną przez Paczyńskiego.

Masa, jaka akumuluje się w centrum kwazara (jako czarna dziura) w czasie życia T kwazara o jasności

$$L \text{ to } M = \frac{1}{\eta c^2} \int_0^T L(t) dt$$

Nie znamy T , ale można problem sprytnie obejść. Zamiast pojedynczym kwazarem, zajmujemy się całkowitą energią wyprodukowaną w 1 Gps³

$$E = \int \int \phi(L, t) L dL dt$$

gdzie $\phi(L, t)$ to liczba kwazarów o jasności L w chwili t , całka po t : od 0 do teraz; całka po L : zakres obserwowany

2. Wyznaczanie parametrów z obserwacji cd.

Nie znamy z kolei prawa ewolucji, ale na mocy zasady kosmologicznej liczba kwazarów o jasności L i wieku t jest równa liczbie kwazarów o jasności L i przesunięciu ku czerwieni z takim, że Wszechświat miał wtedy wiek t , jeśli ją mierzyć z uwzględnieniem ekspansji Wszechświata (czyli współrzędnych współporuszających się). Z kolei nie znamy właściwie liczby kwazarów w funkcji ich jasności abolutnej, ale za to mamy liczbę, czy zliczenia, $n(S,z)$ kwazarów w funkcji ich jasności obserwowanej S

$$L = 4\pi D^2 S$$

Po uwzględnieniu wszystkich relacji w modelu kosmologicznym Friedmana otrzymujemy

$$E = 4\frac{\pi}{c} \int \int n(S, z) S (1+z) dz dS$$

Dalej też są jeszcze drobne problemy techniczne związane z faktem zliczania raczej w ustalonej barwie niż jasności bolometrycznej. W sumie otrzymujemy

$$E = 8.5 \times 10^{66} \text{ erg/Gps}^3$$

$$M = \frac{1}{\eta} 4.7 \times 10^{12} M_s / \text{Gps}^3$$

Oceniając masy czarnych dziur lokalnie, w oryginalnej pracy Andrzej Sołtan otrzymał warunek: $\eta \geq 0.1$. Ta metoda była później stosowana wielokrotnie, a otrzymanywane wartości mieszczą się w granicach 0.01 - 0.3.

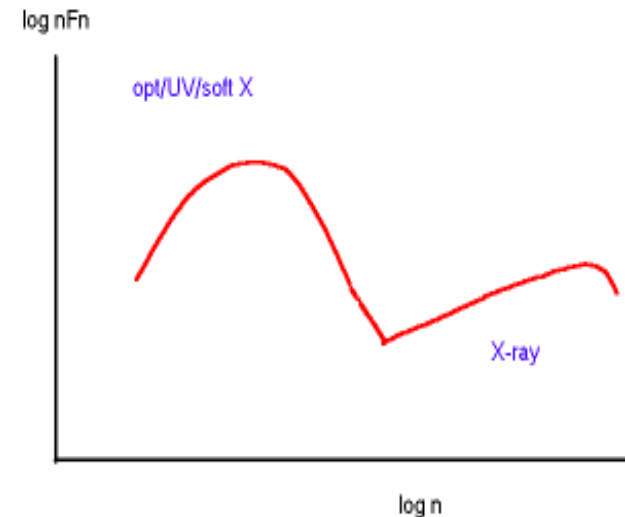
Tempo akrecji

Bezpośrednie wyznaczenie tempa akrecji, a nie z jasności i wydajności, jest raczej trudne. Pewną informację często mamy w przypadku układów podwójnych, z ewolucyjnej oceny tempa wymiany masy pomiędzy składnikami, czy w przypadku galaktyk eliptycznych mamy ocenę gęstości materii otaczającej czarną dziurę (z jej emisji rentgenowskiej), ale nie mamy gwarancji stacjonarności.

2. Wyznaczanie parametrów z obserwacji cd.

Temperatura i maksymalna energia fotonów

Te parametry są w naturalny sposób wyznaczone z obserwacji, jeśli tylko dysponujemy odpowiednim pokryciem widmowym. Większość akreujących obiektów ma skomplikowane widma, nie odpowiadające ani prostej emisji jak ciało czarne, ani też prostej emisji jak przy akrecji optycznie cienkiej materii. Na przykład widmo aktywnego jądra galaktyki wygląda schematycznie jak na rysunku. Problemy są dwa: maksimum przypada z reguły tam, gdzie właśnie jest nieobserwowana część widma ze względu na ekstynkcję międzygwiazdową, a więc właśnie trudno przypisać tej części emisji precyzyjną temperaturę. Z kolei wysokoenergetyczna część widma rozciąga się dość daleko (ponad 100 keV), a jasności nie są wielkie, i to również stwarza problemy obserwacyjne.



Efekty ewolucyjne globalne

Ze względu na skalę czasową oczywiście możemy je badać wyłącznie statystycznie, poprzez badanie proporcji liczby obiektów na danym etapie ewolucyjnym.

Efekty zmienności krótkoskalowej

Obiekty akreujące są z reguły dość silnie zmienne, dlatego obserwowanie zmienności stanowi bardzo bogate źródło informacji o charakterze przepływu, choć ta informacja nie jest łatwa do wykorzystania.