

# Matematyczny opis zmienności

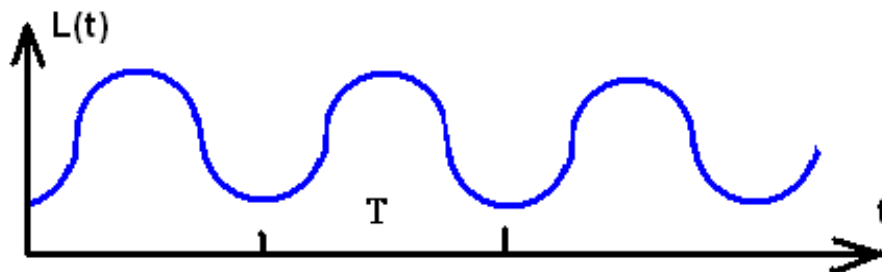
## 1. Motywacja

Badanie zmienności leży u podstaw wyznaczania globalnych parametrów obiektów akreujących, takich jak okres obiegu układu podwójnego i (pośrednio) masa składnika akreującego. Śledzenie zmienności pozwala ocenić rozmiar obszaru świecącego, a nawet wydajność akrecji. Szukanie różnych korelacji pozwala na wprowadzanie porządku w zoologicznej kolekcji różnych obserwacji, nawet jeśli nie rozumiemy, co właściwie się dzieje. Wprowadza się też coraz bardziej zaawansowane techniki, szczególnie do opisu zmienności rentgenowskiej, w nadziei, że może uda się wreszcie uchwycić istotne elementy procesu i stworzyć model dynamiczny tego procesu. Jest to zresztą jedyne sensowne wyjście w sytuacji, gdy obserwowane obiekty są rzeczywiście silnie zmienne i tworzenie obrazów 'średniego stanu źródła' musi mieć ograniczone zastosowanie. Problem jest trudny ze względu na komplikację geometryczną źródeł (obserwujemy jednocześnie emisję z różnych części źródła) i conajmniej dwufazowy charakter akrecji (lokalne 'przemieszanie' materii chłodnej i gorącej).

## 2. Zmienność okresowa

Z taką zmiennością mamy do czynienia przede wszystkim w układach podwójnych, szczególnie zaćmieniowych, gdzie po prostu uwidacznia się okres orbitalny układu.

Matematycznie najprostszym przypadkiem zmienności jest **sinusoida** o okresie  $T=2\pi/\omega$  oraz amplitudzie zmienności  $B$



# 1. Zmienność okresowa c.d.

Nadal stosunkowo prostym, ale jednak znacznie bardziej skomplikowanym, jest przypadek funkcji ściśle okresowej. Jeżeli  $L(t) = L(t+T)$  dla każdego  $t$ , to wtedy funkcję  $L(t)$  można rozłożyć na szereg Fouriera

$$L(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} A_n \sin(\Omega n t + \phi_n) \quad \Omega = \frac{2\pi}{T}$$

Jest to nieskończona suma drgań harmoniczných. Współczynniki  $A_n$ ,  $\phi_n$  można obliczyć. Robi się to zgrabniej po przejściu do notacji zespolonej

$$L(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} c_n e^{i\Omega n t}, \quad c_n = \frac{1}{T} \int_0^T L(t) e^{-i\Omega n t} dt \quad \text{normalizacja poprzez czynnik } 1/T$$

Jeśli funkcja jest sinusoidą, to tylko współczynnik  $c_1$  jest różny od zera. Jeżeli funkcja nie jest idealną sinusoidą, ale jest do niej dość podobna, to współczynnik  $c_1$  ma wyraźnie większą wartość niż pozostałe.

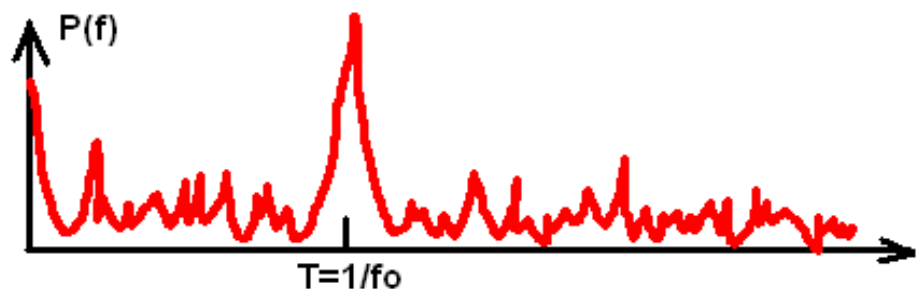
Rzeczywista funkcja nie jest idealnie okresowa, ale często za taką można ją uważać, natomiast wartość okresu trzeba dopiero wyznaczyć. Poszukiwany okres można znaleźć przy pomocy dwóch popularnych metod. Metoda pierwsza korzysta z podstaw analizy Fouriera. Sporządzamy tzw. **periodogram**,

$$P(\omega) = \frac{1}{N} \left| \sum_{j=1}^N L(t_j) e^{-i\omega t_j} \right|^2 \quad \text{albo} \quad f = \frac{\omega}{2\pi} \quad \rightarrow \quad P(f) = \frac{1}{N} \left| \sum_{j=1}^N L(t_j) e^{-2\pi i f t_j} \right|^2$$

dla szeregu próbných wartości, korzystając z  $N$  wartości pomiarowych funkcji  $L$ , zmierzonych w momentach czasu  $t_j$ . Szukamy wyraźnego piku. Jest kryterium na

sprawdzenie, czy pik jest statystycznie istotny.

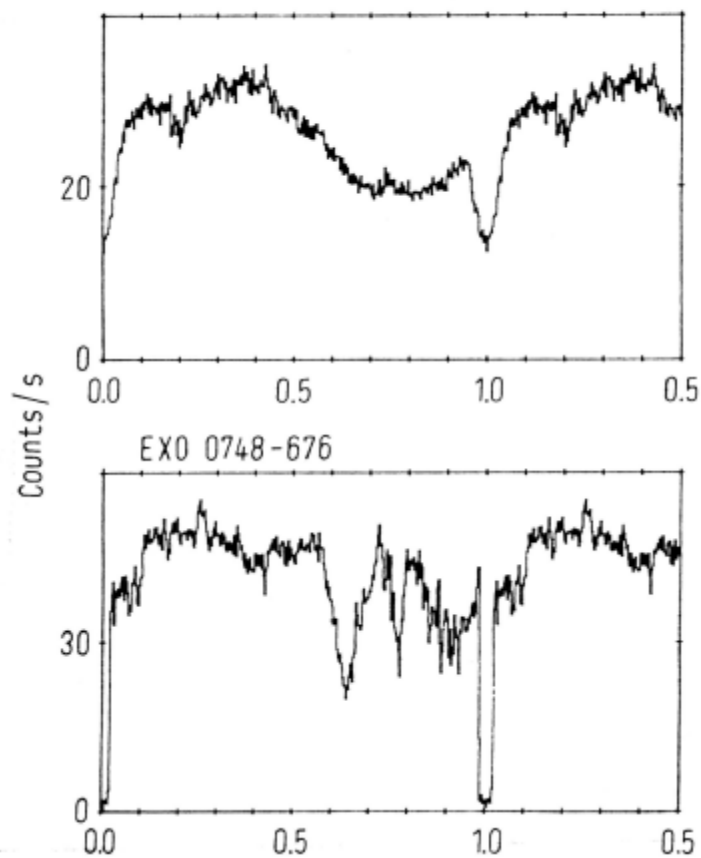
W praktyce zresztą stosujemy wzór zmodyfikowany, wykorzystując metodę Lomby, która przesuwają fazy i jest równoważna dopasowywaniu sinusoidy do obserwowanej krzywej metodą najmniejszych kwadratów.



Szukany okres

# 1. Zmienność okresowa c.d.

*The properties of X-ray binaries*



Poprzednia metoda jest szczególnie efektywna, jeśli sygnał jest niemal sinusoidalny. Jeśli tak nie jest, ale sygnał mimo to jest wyraźnie okresowy, wtedy wygodną metodą patrzenia na jej własności jest sporządzanie tzw. 'złożonej' (**folded**) krzywej blasku. Redukuje to znacznie drobne błędy obserwacyjne, czyli tzw. szum.

Dwa przykłady tak przedstawionych krzywych blasku dla dwóch układów galaktycznych są na rysunku obok. Wykres taki można sporządzić, gdy już znamy okres. Można też, w poszukiwaniu okresu, sporządzać wiele takich wykresów dla próbnych wartości  $T$  i sprawdzać, która z powstałych krzywych wygląda najładziej. Dokładniej, po sporządzeniu roboczej krzywej grupujemy pomiary w binach odpowiadających jakiejś wartości fazy (ułamek okresu), a następnie obliczamy całkowitą dyspersję

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i,j} (x_{ij} - \bar{x}_j)^2}{N - 1}$$

i szukamy okresu dającego najmniejszą jej wartość. Tę metodę nazywamy czasem **Phase Dispersion Minimization**.

*Krzywa blasku 1-10 keV (folded) źródeł X1822-371 oraz X0748-676 (parmar et al. 1986), pokazane 1.5 cyklu*

## 2. Zmienność nieokresowa – analiza Fouriera

Jeśli funkcja nie jest okresowa, to nie możemy jej rozłożyć na harmoniki, ale możemy ją nadal rozłożyć na sinusy i cosinusy, tyle że z ciągłym rozkładem częstości. Sprawa jest prosta, jeśli funkcja jest ograniczona w czasie, tzn.

$$\int_{-\infty}^{\infty} |L(t)| dt < \infty$$

Wtedy wprowadzamy ciągłą transformatę Fouriera:

## 2. Zmienność nieokresowa – analiza Fouriera. c.d.

Mam wtedy jednoznaczny związek między funkcją czasu (np. krzywą blasku)  $L(t)$  oraz funkcją częstości  $L(f)$

$$L(t) = \int_{-\infty}^{\infty} L(f) e^{2\pi i f t} df \quad L(f) = \int_{-\infty}^{\infty} L(t) e^{-2\pi i f t} dt$$

Mamy też ważny związek całkowy

$$Power = \int_{-\infty}^{+\infty} |L(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |L(f)|^2 df$$

określający poziom zmienności. Funkcja podcałkowa jest **gęstością widma mocy**, a wykres przedstawiający jej przebieg to **widmo mocy**. W przypadku funkcji sinus widmo mocy to funkcja  $\delta(f - f_0)$ , gdzie  $f_0$  jest częstością wybranej funkcji sinus.

Takie podejście nie jest jednak dobre dla funkcji niemal okresowych, ponieważ całka po czasie robi się rozbieżna przy przejściu do nieskończoności. Decydujemy się wtedy na całkowanie po odcinku czasu określonej długości  $T$ , i musimy wprowadzić taką normalizację, żeby wynik możliwie nie zależał od przypadkowego w końcu wyboru  $T$ :

$$L(f) = \frac{1}{T} \int_0^T L(t) e^{-2\pi i f t} dt \quad \text{a transformacja odwrotna} \quad L(t) = T \int_{-1/T}^{1/T} L(f) e^{2\pi i f t} df$$

W tym wypadku nie cały zakres częstości jest używany/odtworzalny, ponieważ ograniczenie czasu obserwacji do  $T$  oznacza zarazem ograniczenie częstości do większych niż  $1/T$ .

Ten przepis, tak jak i przepis pierwszy, nie jest dobry dla funkcji, które mają charakter stochastyczny. Dla takich procesów, jak na przykład ruchu Browna (my rozpatrywaliśmy kiedyś dyfuzję fotonów w ośrodku optycznie grubym), efekt systematyczny jest jak  $T^{1/2}$ , i dlatego wtedy wprowadzamy jeszcze jedną normalizację

$$L(f) = \frac{1}{T^{1/2}} \int_0^T L(t) e^{-2\pi i f t} dt \quad \text{a transformacja odwrotna} \quad L(t) = T^{1/2} \int_{-1/T}^{1/T} L(f) e^{2\pi i f t} df$$

## 2. Zmienność nieokresowa – analiza Fouriera. c.d..

Transformata Fouriera jest liczbą zespoloną, składa się z:

- amplitudy
- fazy

Najczęściej przy analizie wykorzystuje się samą amplitudę, ale niektóre metody wykorzystują także fazę.

Analizując samo widmo mocy właśnie tracimy informację o fazie, a skupiamy się na amplitudzie, obliczając PSD (power spectrum density), czyli gęstość widma mocy

$$PSD = |L(f)^2|$$

Periodogram, o którym była mowa wcześniej, to właśnie pewna przybliżona ocena PSD w sytuacji, gdy mamy do dyspozycji skończoną liczbę punktów pomiarowych ( $t_j$ ), a dobrą metodą normalizacji jest wariant stochastyczny.

Wykresy PSD, podawane w różnych pracach, mają często bardzo różne normalizacje, na co trzeba szczególnie uważać.

## 3. Szerokopasmowe widmo mocy i akreujące czarne dziury

*M. van der Klis*

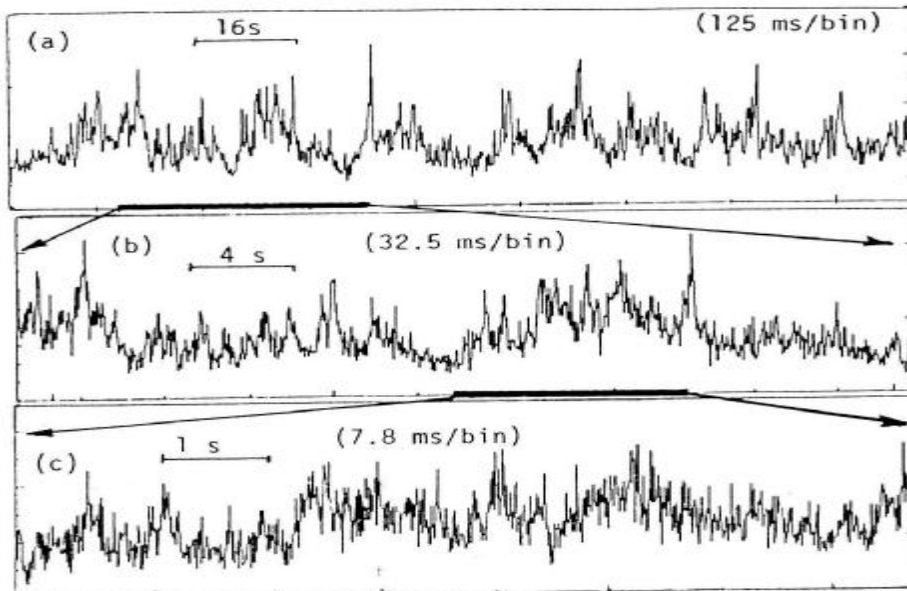
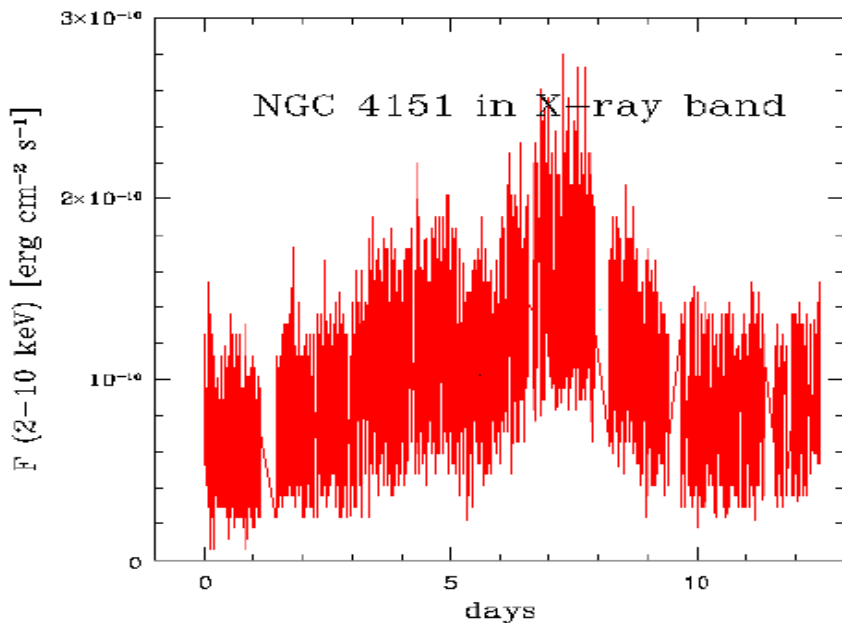
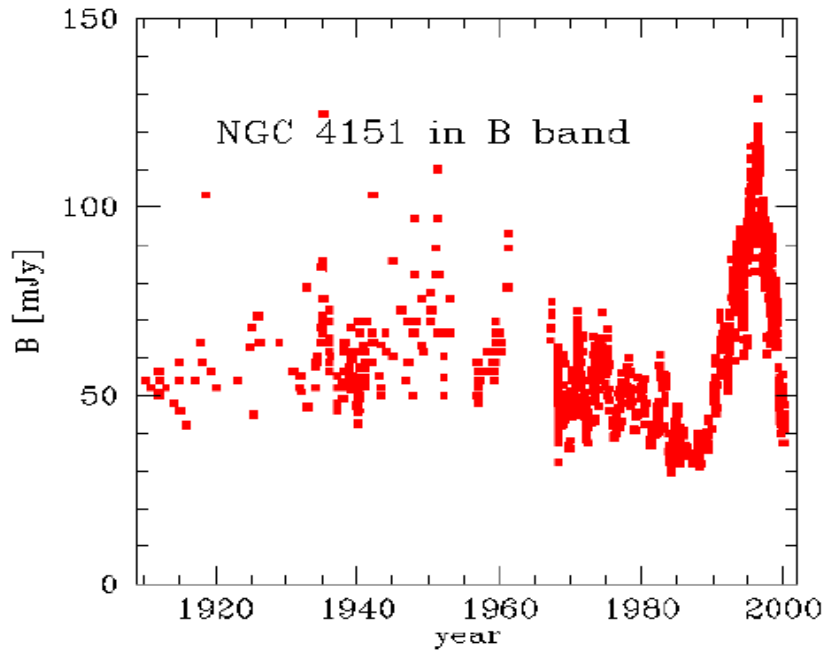


Fig. 6.8. Light curves of Cyg X-1 in the LS in various time resolutions (Makishima 1988).

Rentgenowskie krzywe blasku galaktycznych źródeł rentgenowskich i AGN charakteryzują się silną zmiennością, ale żadnych okresowości tak specjalnie w nich nie widać (poza wspomnianymi wcześniej modulacjami o skali czasowej godzin/dni związanych z okresem orbitalnym, oraz kwazi-okresowościami, o których później). Na przykład Cyg X-1 zmienia się wyraźnie w skali czasowej milisekund- sekund (wykres obok). Podobnie aktywne jądra galaktyk zmieniają się w skali czasowej dziesiątek sekund – godzin. Aby tę zmienność ująć jakoś ilościowo, posługujemy się właśnie widmem mocy.

### 3. Widmo mocy i akreujące czarne dziury. c.d.



Ponieważ już na oko widać, że zmienność ma charakter stochastyczny, to normalizujemy nasze widmo mocy wg. przepisu  $T^{1/2}$ . Co więcej, najpopularniejsza ostatnio metoda jest jeszcze dodatkowe dzielenie otrzymanego wyrażenia przez średnią wartość, czyli obliczanie znormalizowanego widma mocy – **NPSD** (normalized power spectrum density):

$$NPSD = \frac{|L(f)|^2}{L(t)^2} \quad L(f) = \frac{1}{T^{1/2}} \int_0^T L(t) e^{-2\pi i f t} dt$$

Ponieważ w rzeczywistości mamy do dyspozycji skończoną liczbę pewnych punktów pomiarowych, to całka w powyższym równaniu zostaje zamieniona na sumę, (periodogram), ale z normalizacją

$$L(f) = \frac{1}{N} \left| \sum_{j=1}^N L(t_j) e^{-2\pi i t_j f} \right|^2 * T$$

Ta normalizacja powoduje, że otrzymana funkcja ma wymiar  $1/\text{Hz}$ , a przecalkowana po częstościach  $f$  jest bezwymiarową (procentową) wariancją,

Wariancja całkowita:

$$\sigma^2 = \int_0^{\infty} NPSD df \quad \text{problem czynnika 2}$$

Wariancja zmierzona w skończonym czasie obserwacji  $T$

$$\sigma^2(T) = \int_{1/T}^{\infty} NPSD df \quad \text{problem czynnika 2}$$

### 3. Widmo mocy i akreujące czarne dziury. c.d.

Wykonujemy zatem wykres NPSD( $f$ ) i co widać? W zerowym przybliżeniu niewiele. Funkcja ma przebieg potęgowy, co się czasami określa jako '**red noise**' (czerwony szum). Nachylenie jest około 1 – 2. Taki z grubsza charakter przebiegu jest charakterystyczny dla:

$f$  z zakresu  $10^{-2} - 10^2$  Hz dla obiektów galaktycznych

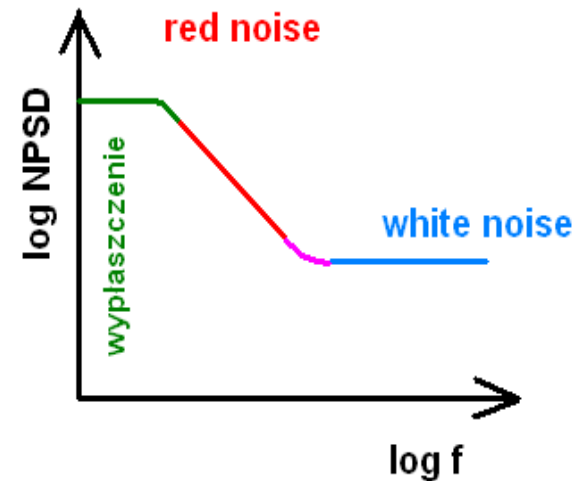
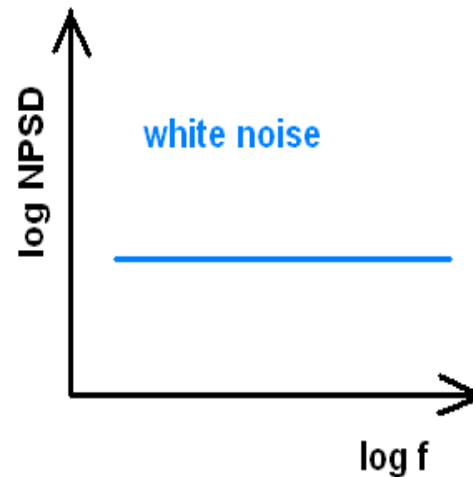
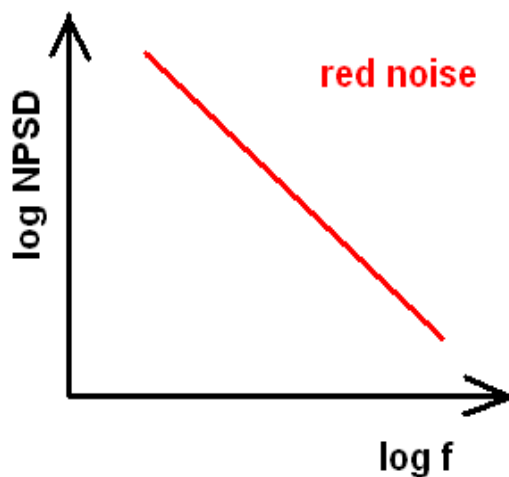
$f$  z zakresu  $10^{-5} - 10^{-3}$  Hz dla AGN.

Czerwony szum nie jest prawdziwym szumem w popularnym rozumieniu. Prawdziwy szum, w którym nie ma żadnego sygnału (na przykład źródło jest za słabe czy próbkujemy je zbyt gęsto) to tzw. biały szum (**white noise**).

Biały szum powstaje, gdy mamy do czynienia z nieskorelowanymi, przypadkowymi fluktuacjami. Taki szum, pomnożony przez  $\exp(2\pi if t)$ , nie 'czuje' częstości i na wykresie NPSD jest płaski.

W rzeczywistych obserwacjach biały szum zawsze pojawia się, kiedy próbujemy próbkować wysokie częstości przy konstruowaniu widma mocy, i wtedy wynik wygląda jak na ostatnim rysunku.

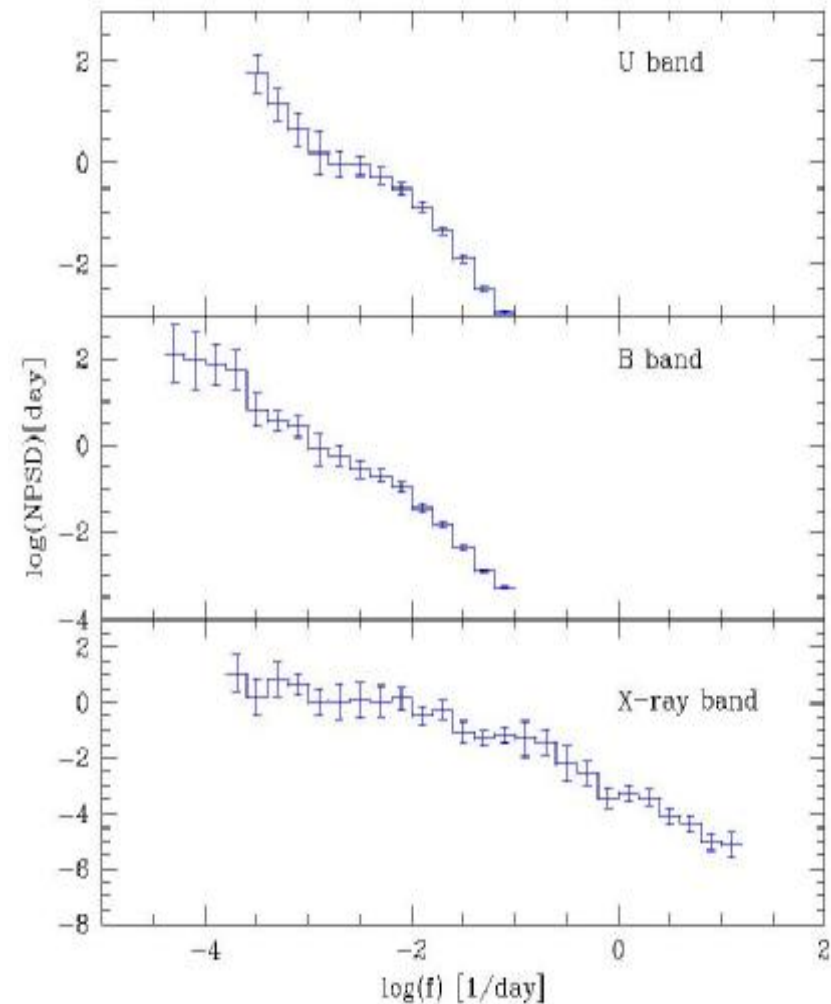
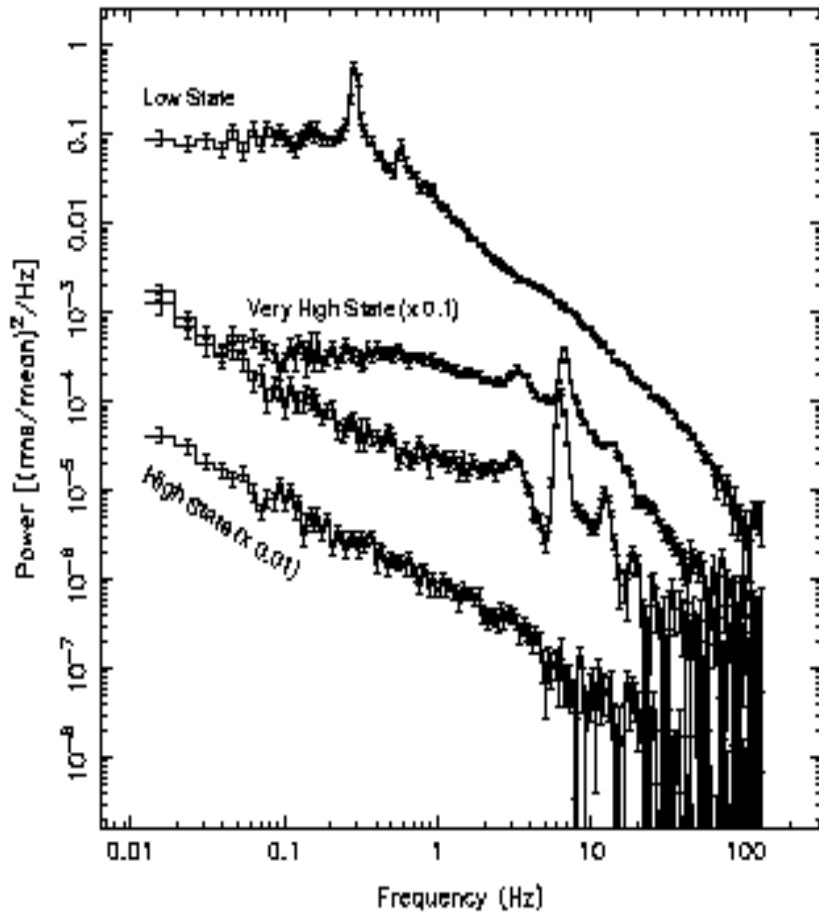
Można tego uniknąć albo nie określając widma mocy w wysokich częstościach, albo (co się robi najczęściej) odejmując biały szum od otrzymanego widma mocy. Musimy też mieć wypłaszczenie od strony niskich częstości, ponieważ inaczej cała z widma mocy byłaby rozbieżna, choć bezpośrednio w danych nie zawsze je widzimy.





### 3. Widmo mocy i akreujące czarne dziury. c.d.

#### PRZYKŁADY WIDM MOCY:



Widma mocy są znacznie bardziej precyzyjnie wyznaczone w układach galaktycznych ze względu na ich większą jasność obserwowaną. Widać tu wyraźną **zależność widma mocy od stanu spektralnego** (jasności) źródła. Stan miękki (wysoki), w którym dominuje emisja z dysku, daje potęgowe widmo mocy o nachyleniu 1, stromiejące do 2 powyżej ok. 10 Hz. Stan twarde(niski) ma bardziej skomplikowane widmo mocy, choć proste widmo energetyczne (potęgowe). Stan bardzo wysoki i stan pośredni też mają dość złożone widma mocy, podobne do stanu twardego.



## 5. Modelowanie szerokopasmowego widma mocy

Żeby nabrać wyczucia, co te wykresy mówią, rozważymy dwa przypadki analityczne, które dają szerokopasmowe widmo mocy o prostej interpretacji.

### A. Rodzina błysków zanikających wykładniczo

Dla pojedynczego błysku zakładamy

$$L(t) = A e^{-\omega_0 t} \quad \text{dla } t > 0$$

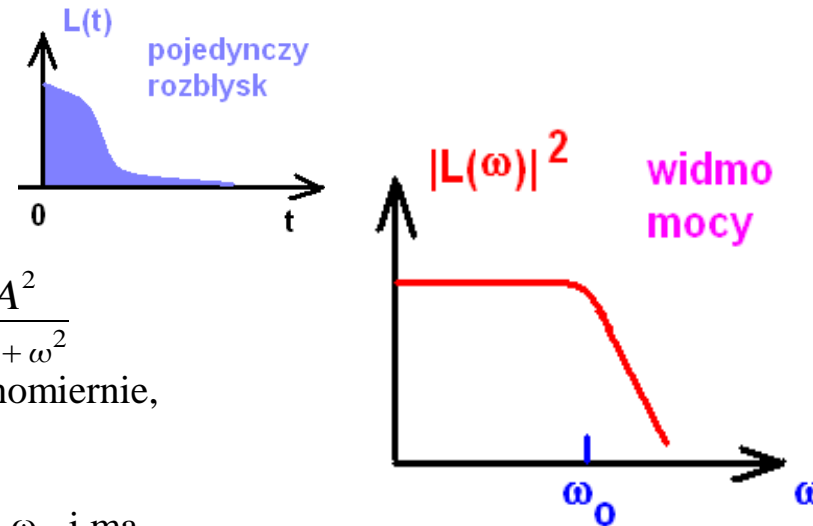
Transformata Fouriera dla takiego impulsu to

$$L(\omega) = A \int_0^{\infty} e^{-\omega_0 t} e^{i\omega t} dt = \frac{A}{i\omega - \omega_0}; \quad |L(\omega)|^2 = \frac{A^2}{\omega_0^2 + \omega^2}$$

Jeżeli teraz zakładamy, że rozbłyski zachodzą losowo, ale równomiernie, średnio  $\lambda$  błysków na jednostkę czasu, to

$$|L(\omega)|^2 = \frac{\lambda A^2}{\omega_0^2 + \omega^2}$$

widmo mocy jest płaskie poniżej  $\omega_0$  i ma nachylenie -2 powyżej. Punkt zagięcia i przejścia widma mocy do -2 jest miarą charakterystycznego czasu zaniku błysku.



### B. Profil Lorentza

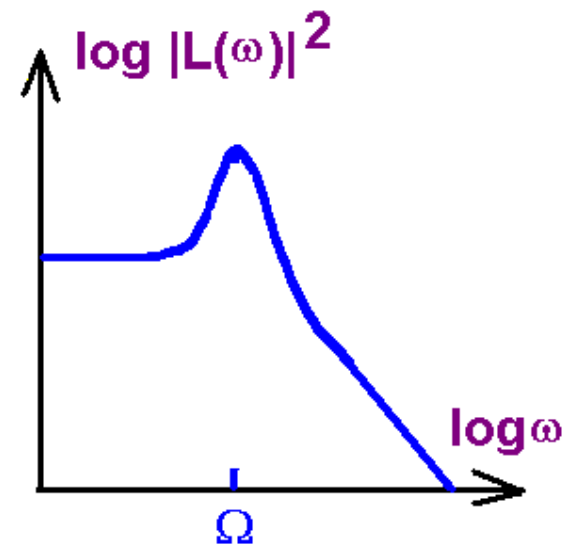
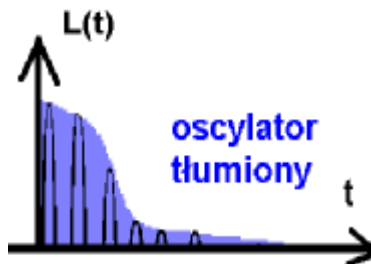
Jeżeli funkcja czasu ma postać oscylatora tłumionego

$$L(t) = A \sin(\Omega t + \phi) e^{-\omega_0 t} \quad \text{dla } t > 0$$

to wtedy transformata Fouriera dla takiego sygnału ma postać

$$|L(\omega)|^2 = \frac{2 N^2 Q \Omega}{\Omega^2 + Q^2 (\omega - \Omega)^2}$$

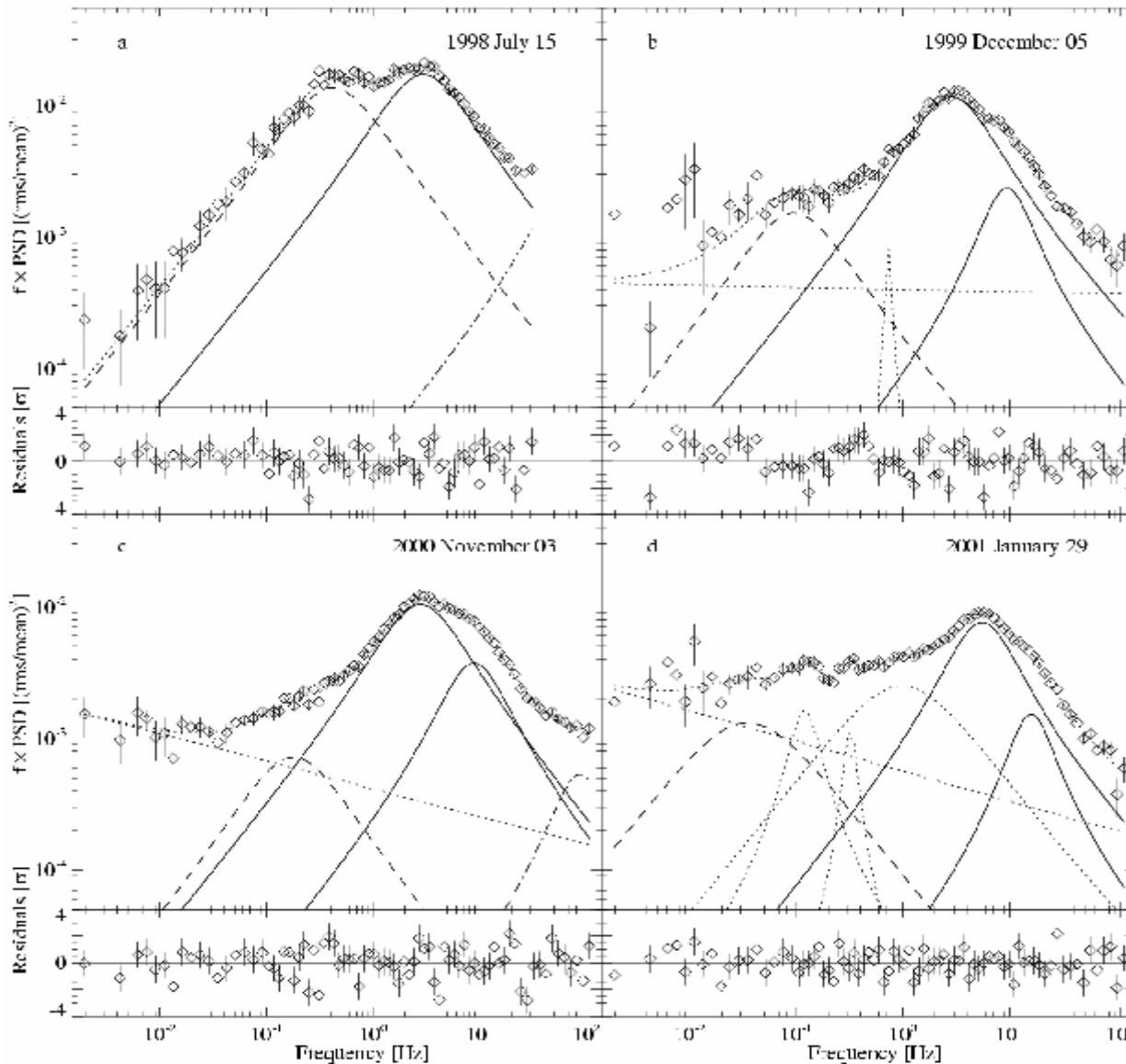
$$\text{gdzie } Q = \frac{\Omega}{2\omega_0} \quad \text{oraz } N = \frac{A}{Q^{1/2}}$$



Parametr Q jest miarą 'wypikowania' profilu Lorentza w okolicach rezonansu,  $1/Q$  określa względną szerokość piku.

## 4. Ewolucja widma mocy przy zmianie stanu spektralnego w Cyg X-1

Ciekawy sposób śledzenia ewolucji czasowej układu to śledzenie, co robi widmo mocy. Wykresy (Pottschmidt et al.



2002) to **częstość x PSD**, a obserwowane widmo jest modelowane przy pomocy kilku lorentzów. Rys. (a) to typowe widmo mocy w stanie twardym, widmo (d) to niemal stan miękki, choć nie całkiem. Spektralnie stan twardy to widmo potęgowe (komptonizacja przez gorący ośrodek), a stan miękki to emisja z dysku akrecyjnego z niewielkim dodatkiem emisji koronalnej. Jedno z możliwych wyjaśnień zmiany stanu to przesuwanie się wewnętrznego brzegu dysku w stronę orbity marginalnie stabilnej i zanik optycznie cienkiej fazy akrecji. Widmo mocy pokazuje, że przy przejściu do stanu miękkiego stopniowo zanika zmienność w dość długich skalach czasowych (faza gorąca kurczy się, i skala termiczna w jej zewnętrznych częściach skraca się?), a następnie rozbudowuje się nowy pik w okolicach 10 Hz oraz pojawia się dodatkowy składnik czysto potęgowy (linia kropkowana). Co oznaczają te lorentze, na razie nie wiadomo.

## 5. QPO – Quasi-Periodic-Oscillations

W widmach mocy, oprócz szerokich składników widać często stosunkowo wąskie, prawie gaussowskie struktury. Nie są one idealnie wąskie, i dlatego nie są to dokładne okresowości, a prawie-okresowości skupione wokół niewielkiego zakresu częstości.

76 *M. van der Klis*

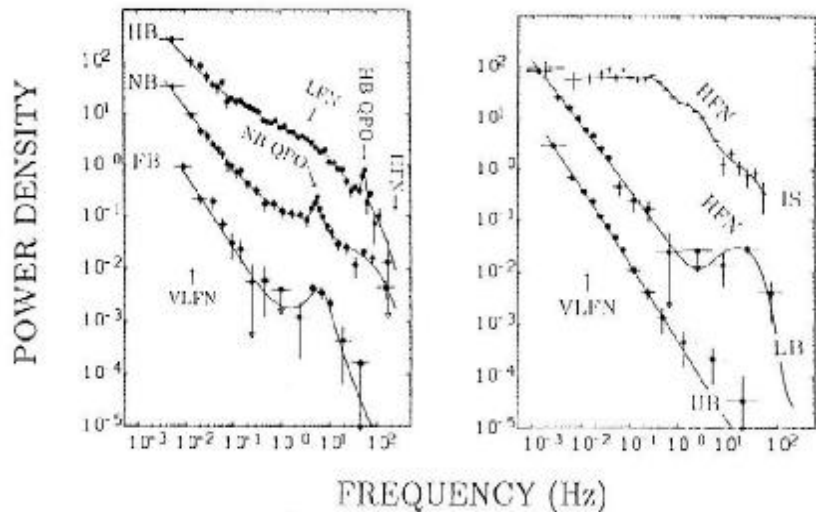
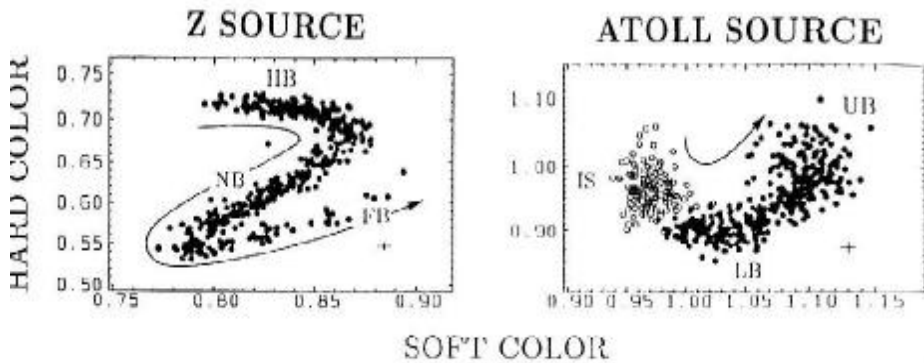


fig. 69. X-ray colour-colour diagrams (top) and power spectra (bottom) typical of Z sources (left) and atoll sources (right). The direction in which  $\dot{M}$  is inferred to increase is indicated by arrows in the colour diagrams. Power spectral normalization is arbitrary. Soft colour is approximately (3–5) keV/(1–3) keV, hard colour (6.5–18) keV/(5–6.5) keV. (After HK89.)

W jednym źródle występuje często dwa-trzy QPO, choć nie zawsze jednocześnie. Ich pozycja zależy od jasności źródła, a mechanizm ich powstawania nie jest jasny. Najprostszą, i właściwie niekwestionowaną interpretacją mają QPO o najwyższej częstości. Wydaje się, że mierzy ona bezpośrednio częstość keplerowską na wewnętrznym brzegu optycznie grubego dysku. Jest to zaskakujące, ponieważ oscylacje są widoczne w części widma o charakterze potęgowym, które powstaje w gorącej plazmie, a nie w chłodnym dysku.

### Argumenty za odpowiedniością 'kHz' QPO i wewnętrznego brzegu dysku:

- ◆ gdy jasność źródła rośnie, częstość rośnie i ewentualnie saturuje się przy wartości odpowiadającej orbicie marginalnie stabilnej
- ◆ w źródłach typu Z QPO śledzi odsuwanie dysku przez magnetosferę
- ◆ w Cyg X-1 częstość jest mniejsza niż w układach z gwiazdą neutronową, ponieważ masa jest odpowiednio większa.

Zatem śledzenie zmian częstości QPO może być pomocne przy określaniu zachowania optycznie grubego dysku akrecyjnego w wyniku zmian tempa akrecji.

W aktywnych jądrach galaktyk jakość danych jest nadal zbyt kiepska, aby definitywnie wykryć jakieś QPO.

## 6. Inne metody techniczne wykorzystywania krzywej blasku

Widmo mocy jest tylko jedną z metod. Lista jest długa:

**krocząca wariancja** (running variance) - służy do badania trendów w danych niestacjonarnych

**analiza falkowa** (wavelet analysis) – powinno być dobre do badania QPO; szeroko stosowane w wielu dziedzinach. Obok przykład zastosowania do badania przebiegu El Niño z Internetu (<http://paos.colorado.edu/research/wavelets>)

**funkcja autokorelacyjna** - bada zakres, w jakim zmienność jest skorelowana

$$C(\Delta T) = \frac{1}{D^2} \frac{1}{T} \int_{-T}^{+T} L(t) L(t - \Delta T) dt \quad D - \text{dyspersja}$$

**funkcja struktury** – ma podobny cel

$$SF(\Delta T) = \frac{1}{D^2} \frac{1}{T} \int_{-T}^{+T} [L(t) - L(t - \Delta T)]^2 dt \quad D - \text{dyspersja}$$

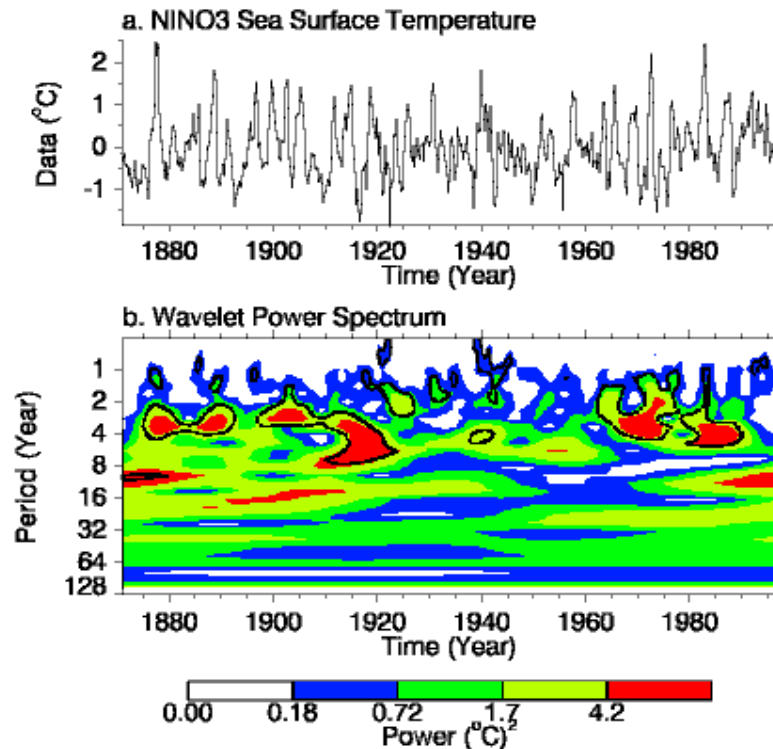
**analiza fraktalowa** – poszukiwanie deterministycznego chaosu, określanie jego wymiaru

**metoda prognozowania nieliniowego** – pozwala odróżniać deterministyczny chaos od zmienności stochastycznej; nam (Czerny & Lehto 1997) wychodzi natura stochastyczna zmienności rentgenowskiej

**metody testowania nieliniowego charakteru zmienności** - ?

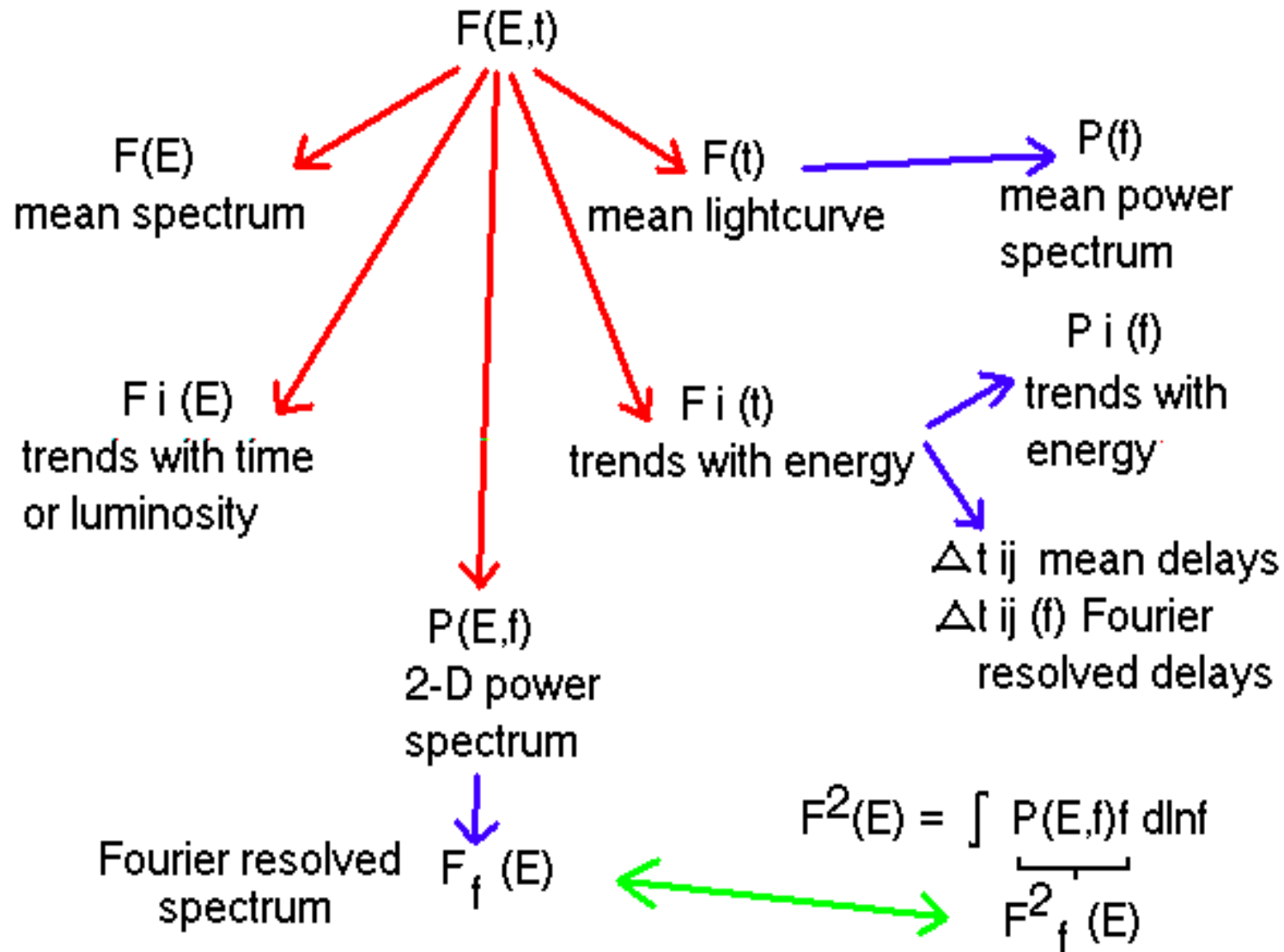
Niektóre z tych metod są matematycznie równoważne w idealnym przypadku dobrze określonej funkcji, ale już nie koniecznie równoważne w przypadku obserwacji nie równoodległych, z przerwami, itp.

Użycie tego typu metod statystycznych może być niezbędne, jeśli tak naprawdę znaczna część zmienności to jakies rekoneksje pola magnetycznego, drobne fale uderzeniowe, turbulencje itd.



## 7. Co można robić, mierząc energię i czas przyścia fotonów?

Wtedy można, pod warunkiem pomiaru dostatecznej liczby fotonów, prowadzić analizę dwuwymiarową.



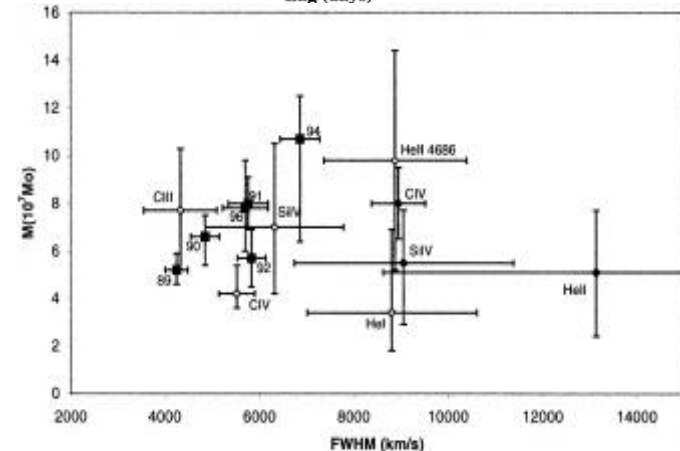
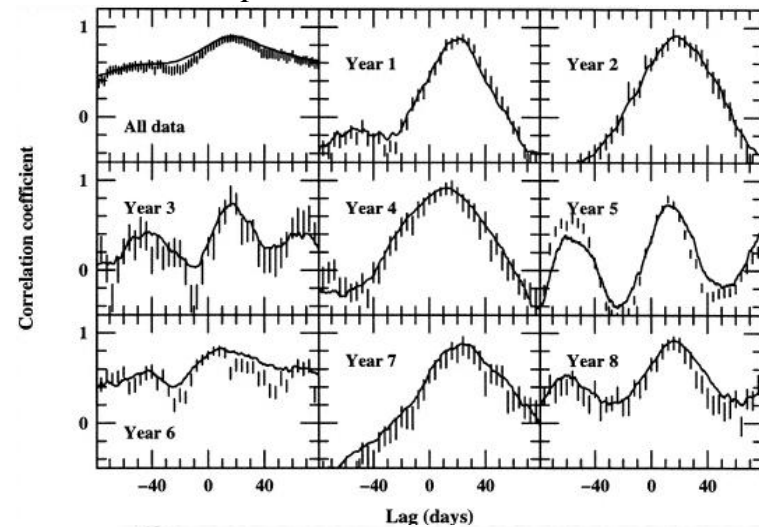
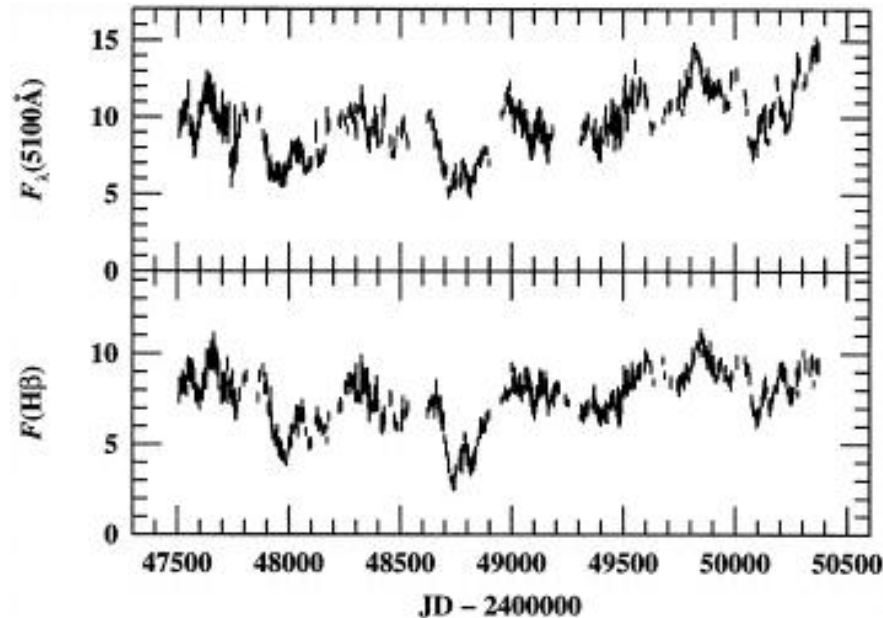


## 8. Opóźnienia

To jest najprostsza, a zarazem niezwykle pożyteczna klasa wyników. Badamy w tym przypadku wzajemny związek dwóch krzywych blasku,  $F(t)$  i  $G(t)$ , zmierzonych w dwóch zakresach widmowych. Opóźnienia, badane w AGN w najszerszym zakresie widmowym pokazują, że zmienność 'rodzi się' na granicy UV/soft X, a następnie zmiany kontinuum propagują się zarówno w stronę optyki i podczerwieni, jak i w stronę X i dalej twardych X. Za zmiennością kontinuum postępuje najlepiej zbadana odpowiedź szerokich linii emisyjnych w skali kilku dni. Przykład: NGC 5548

Opóźnienie wyznaczamy korzystając z funkcji korelacyjnej (**cross-correlation function**):

$$CC(\Delta T) \propto \frac{1}{T} \int_{-T}^{+T} F(t) G(t - \Delta T) dt$$



Monitorowanie NGC 5548 (Peterson i in. 1999) pozwoliło na wyznaczenie, z opóźnienia, odległości obszaru szerokich linii emisyjnych od centrum, a następnie, w połączeniu z pomiarem szerokości linii emisyjnych (czyli dyspersji prędkości gazu), na wyznaczenie masy czarnej dziury w tej galaktyce:  $M = 6 \pm 2 \times 10^7 M_{\odot}$  from Wandel et al. 1999. To wymagało założenia o kelerowskim charakterze ruchu, ale wyznaczenia z różnych linii dały ten sam wynik.

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

## 9. Co można naprawdę zmierzyć i co z tego wynika?

**Dla obiektów galaktycznych** mamy dostateczną liczbę fotonów, aby móc użyć omawianych technik, i jeszcze paru innych. Z obserwacji rentgenowskich można wyznaczać opóźnienia fazowe, oraz fourierowskie widma energetyczne. Można modelować krzywą blasku, zaadając coś o charakterze zmienności i sprawdzać, czy założona zmienność wyjaśnia widmo mocy, opóźnienia i właśnie fourierowskie widma energetyczne. Taka analiza (Życki 2002) wskazuje, że dla źródła w stanie twardym model rozłysków ponad dyskiem nie odtwarza dobrze obserwowanego zachowania, natomiast niezłe pasuje model, w którym mamy liczne fale uderzeniowe w gorącej optycznie cienkiej plazmie, spływające w tą plazmą do czarnej dziury.

**Dla aktywnych jąder galaktyk** mamy już dość dobre dane rentgenowskie dla obiektu MCG -6-30-15 (XMM), które pozwalają na wyznaczenie niektórych bardziej zaawansowanych parametrów jak opóźnienie fazowe i funkcja koherencji, oprócz samego widma mocy (Vaughan i in. 2002, astro-ph/0211421). Galaktyka własnościami przypomina Cyg X-1 w stanie miękkim. W przyszłości satelita Chandra ma w programie długie obserwacje, które zaraz po wykonaniu będą publicznie dostępne. Problem jest ze zmiennością linii żelaza - zmienia się dość słabo, i często nie wtedy, kiedy kontinuum, zamiast odpowiadać na zmiany kontinuum z niewielkim opóźnieniem. Co się dzieje, nie wiadomo: błędy w rozkładzie widma obserwowanego na linię i kontinuum? Długa skala czasowa odpowiedzi dysku na zmieniające się oświetlanie?

