

X線源の時間変動解析

宇宙科学研究所・満田和久

§ 1 X線源の時間変動

我々の銀河系内の代表的なX線源であるX線連星（中性子星・ブラックホールと普通の星からなる近接連星）や、我々の銀河系外のX線源である活動銀河核（AGN：QSO、セイファート銀河等の活動銀河の中心核）は、中性子星やブラックホールへの質量の降着をX線発生エネルギー源にしていると考えられている。これらのX線源のX線強度はすべて、時間変動を示す。これまで、この時間変動は質量降着の不安定性に起因するといわれてきたが、それがどのような不安定性であるのか、今のところ確立した理論は皆無である。

§ 2 X線源の時間変動の自己相似的性質

図1の左側に様々なX線源のライトカーブ（X線強度を、時間の関数としてプロットしたもの）の例を示す。NGC5506は、セイファートII型に分類される活動銀河である。Cir X-1は中性子星を含むX線連星の中でも特に激しい時間変動を示す。Cyg X-1は、ブラックホールを含むと考えられるX線連星の有力候補である。GX349+2は小（低）質量連星X線源（LMB）とよばれるものの一つである。LMBは中性子星を含むものと考えられ、多くはこれに似た様な変動を示す。これらの変動は、ここに示されている時間尺度は異なるものの、見た目には似ているように感じられる。たくさんのデータを集めて、パワースペクトルを求めたのが、図1の右側の図である。パワースペクトルはかなり広い周波数範囲でべき関数型になっている。とくに、NGC5506、Cir X-1、Cyg X-1は $1/f$ 型になっている。（Cyg X-1のパワースペクトルは、X線のエネルギーバンドにより、また観測時期により変化し、べき型にならなかったり、べきになる範囲が変化したりする。）この図でデータ点が二つあるのは、観測上の量子ノイズを含めたパワースペクトルと、これを差し引いたものに対応する。

パワースペクトルが、べき関数型になることは、時間変動がその周波数に対応する時間尺度の範囲で、統計的な意味において、自己相似的であることを意味する。このことを別の見方で示したのが図2である。X線源の観測においては、ある一定時間間隔（これをピン幅とよぶ）にX線検出器に入ってきたX線光子の数を計測する。したがって、得られるものは、あるピン幅内の平均カウント率である。そこで、このピン幅をライトカーブの粗視化のスケールと考え、ライトカーブの長さをピン幅の関数として次のように定義する。

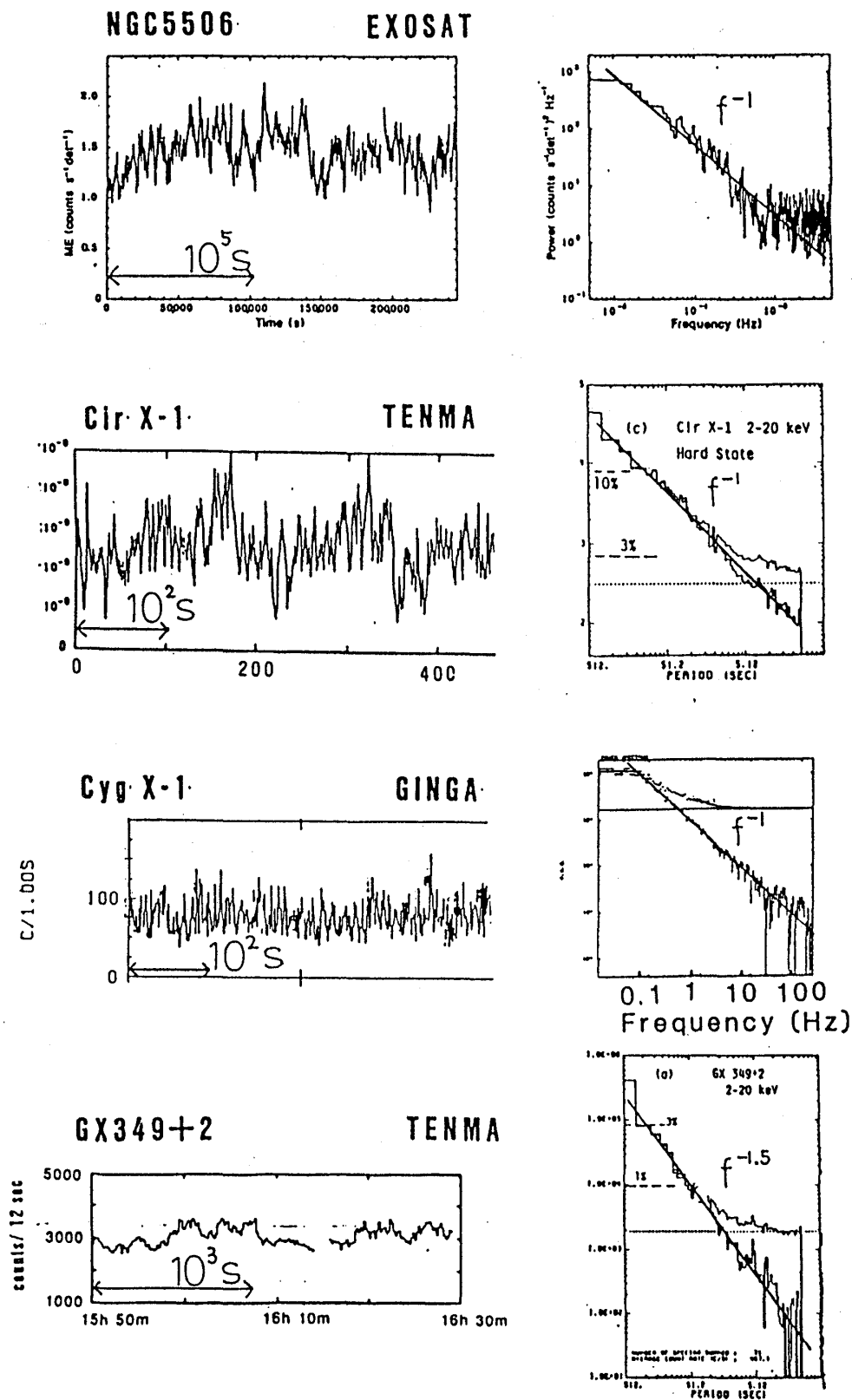


図1 セイファートII型銀河NGC5506, 中性子星を含むX線連星Cir X-1、ブラックホール候補のX線連星Cyg X-1、小質量連星X線源GX349+2のライトカーブとパワースペクトルの例。この例ではパワースペクトルがいずれも、広い周波数範囲でべき関数で表わされる。『ぎんが』衛星以外のデータは、McHardy & Czerny 1987, Makishima 1986, Ikégame 1987, Mitsuda 1984より。

$$\text{長さ } L(\tau) = \sum_{i=1}^{N(\tau)-1} |I_{i+1}(\tau) - I_i(\tau)|$$

ここで、

$I_i(\tau)$: ビン幅 = τ の時の i 番目のビンの平均カウント率、

$N(\tau)$: ビン幅 = τ の時の全ビン数、

である。図 2 には NGC5506 について、ライトカーブの長さ / ビン幅 (= L/τ) がビン幅 τ の関数として示されている【McHardy & Czerny 1987】。同じビン幅に対して複数のデータ点があるのは、測定上の誤差の評価を異なる方法で行なっているためである。この図から、広い時間尺度でライトカーブが、フラクタル次元 $D \sim 1.6$ のフラクタル構造をもつことがわかる。パワースペクトルが f^{-k} の形を持つ時、 D と k は、 $k=2(D-2)$ の関係を満たすはずであり、この結果はほぼこれに一致している。

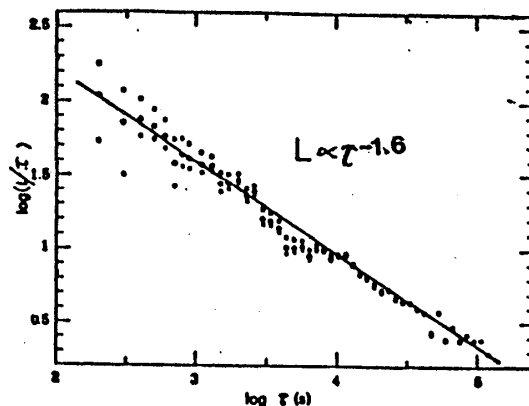


図 2 NGC5506 の (ライトカーブの長さ) / (ビン幅) をビン幅の関数としてプロットしたもの。ライトカーブがフラクタル次元 ~ 1.6 のフラクタル構造を持つことを示している。McHardy & Czerny 1987 より。

§ 3 X線源の時間変動のアトラクター

これまでに、主に、海野らによって【正木、他、1986】、Cyg X-1の時間変動を、決定論的なカオスとみて、そのアトラクターの次元を求め試みがなされてきた。このような解析を行なう際に、最も問題になるのは、X線の測定上避けることのできない量子ノイズ（ポアソン・ノイズ）である。こり点から考えると、『てんま』衛星により観測されたCir X-1のフレアーは最もこの解析に適したデータである（図 3）。すなわち、変動の大きさが量子ノイズに比べて大きいのである。

まず、 n 次元のcorrelation integral $C(r)$ を次のように定義する。

Cir X-1

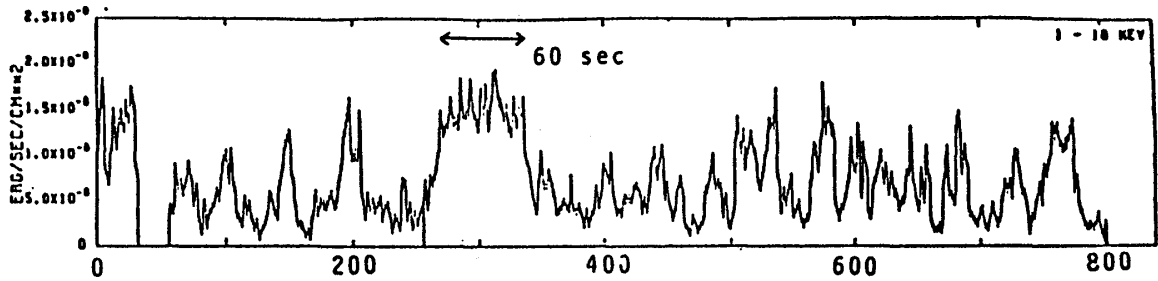


図3 『てんま』衛星が観測したCir X-1のフレアーのライトカーブ。

$$C(r) = \frac{\sum_{i>j} \sum \theta(r - |r_i - r_j|)}{N^2},$$

ここで、

$$\theta(r) = \begin{cases} 1 & \text{for } r \geq 0 \\ 0 & \text{for } r < 0 \end{cases}$$

$$r_i = (I_1, I_{1+m}, I_{1+2m}, \dots, I_{1+(n-1)m})$$

$$I_i = \text{I番目のピンのX線カウント率、} I=1, N,$$

である。

量子ノイズの代表的な大きさを σ とすると、 $r \leq \sigma$ においては、データ点が本来の構造から空間を一様に埋める様に浸みだしてくるので、常に

$$C(r) \propto r^n \quad \text{for } r \leq \sigma$$

となる。逆に r が変動の最大の幅 $I(\max) - I(\min)$ に近付くと、

$$C(r) = \text{一定} \quad \text{for } r \sim I(\max) - I(\min),$$

になる。また、 $\theta(r - |r_i - r_j|) = 1$ となるペア (i, j) の数が少ない時にはサンプリングの影響が問題になる。図4に $m=1$ の場合のcorrelation integralを示した。上に述べたことの影響の少ない r の範囲の中で、correlation integralがべき関数型になっている部分を選び、そのべきを次元 n の関数としてプロットしたのが図5である。 $n \geq 11$ では、べき関数になるところを見つけることができなかった。また、 $m=2 \sim 4$ についても同様のことを行なったが、べきの値に大きな変化はみられなかった。べきの値は $n \geq 6$ において、約5.3に飽和している。図5でshuffledと示されたデータ点は、データのランダムな並べ替えを行なったもので、当然ながら、こちらには飽和がみられない。この結果は、このフレアーのライトカーブが、6次元程度のアトラクター上の運動として記述できることを示唆している。同じデータから、リアプノフスペクト

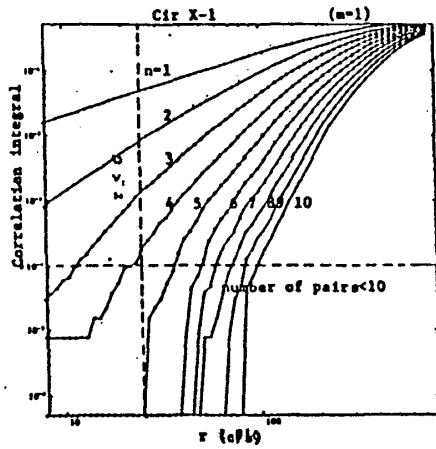


図4 Cir X-1のフレアーのライトカーブの10次元までのcorrelation integral。サンプリング間隔 $m=1$ の場合。典型的な量子ノイズ σ が半径 r より大きくなる領域（左側）と、半径内のペアの数が10以下の領域（下側）も示されている。

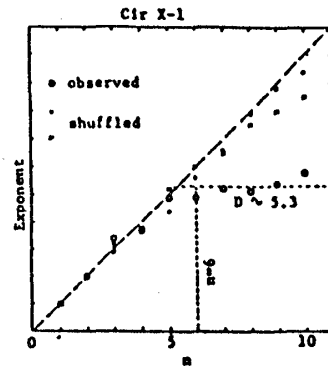


図5 correlation integralのべきの値を、次元に対しプロットしたもの。Shuffledと示されたデータ点はデータをランダム化したときのもの。

ルを求める解析も行なったが、収束が得られなかった【満田、池上 1986】。

このCir X-1の観測では、X線強度だけでなく、同時にX線光子のエネルギーも測定している。このX線エネルギースペクトルの観測結果は、このX線強度の変動が、clumpyな吸収体（大きさ $\sim 10^6$ cm，中性子星からの距離 $\sim 10^9-10^{10}$ cm）が、X線放射領域の前を横切ったことによることを示唆している【Ikegami 1987】。X線を照射された物質はある条件のもとでは、高温で低密度の相と、低温で高密度の相に分かれる。このモデルに立つと、このX線の時間変動の性質は、低温高密度の相の大きさ、空間分布のパターンを反映しているものと考えられる。実際に、降着物質に対するX線照射により、このようなフラクタルな性質を持つパターンを作れるか、ということは大変おもしろい問題であろう。

§ 4 LMBX線源の準周期的時間変動

パワースペクトルがどの周波数までべき関数に従っているかは、大変興味深い。多くの場合、これは観測上の困難により、高・低周波数側ともリミットされる。Cyg X-1は、観測時期によっては、数分の1 Hz程度よりも低周波に白色ノイズ的なフラットスペクトルがみられる。一方LMBでは、0.001 Hz程度まで、同じべきでパワーが伸びているのが観測されている。逆に周波数の高い方へは、Cyg X-1は100 Hz程度までパワーが伸びている。一方、11個のLMBからは、1 Hz以上の、低周波のべきからのexcess、および／または、数Hzから数10 Hzの周波数での準周期的な振動現象(QPO)が観測されている。

図6に、Cyg X-2というLMBから異なる二つの時期に得られた準周期的振動現象(QP

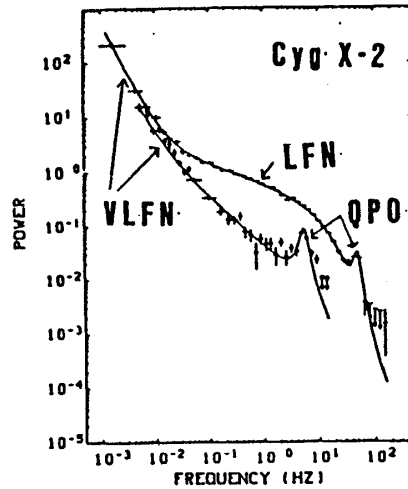


図6 小質量連星X線源(LMB)Cyg X-2の異なる二つの時期のパワースペクトル。Hasinger 1987より。

図7

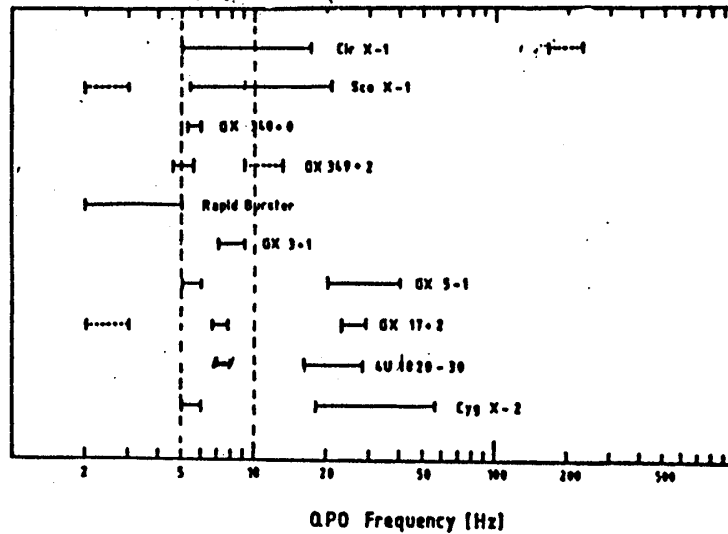


図7 色々なLMBのQPOの中心周波数の分布。Hasingerがまとめたもの。

0)を示すパワースペクトルの例を示す。QPOには、この図で示されたような2種類の異なるタイプがあることが明らかになってきた【Hasinger 1987】。図7に様々なLMBからのQPOの中心周波数を示した。

第一のタイプのQPOは、中心周波数 f_0 が20Hz程度以上であり、中心周波数のピークの幅に対する比(Q)は5程度である。さらに、 f_0 、QともにX線の平均強度(つまり、DC成分)の関数として変動する(図8)。この第一のタイプのQPOは、LFN(低周波ノイズ)と呼ばれる変動を(べき関数型の変動(VLFN)に加えて)伴っている(図6)。図9には、1-8keV, 8-12keVの二つのX線エネルギーバンドの強度変動の間のcross correlation functionを示した。Cross correlation functionのピークの高さが、振動の数周期の時間で減衰してゆくことは、振動のcoherencyが数周期で減衰することを

示しており、パワースペクトルのQの値と一致している。Cross correlation functionのメインピークは時間差=0から少しずれている。つまり二つのエネルギーバンドの変動の間に時間差がある。これを周波数分解した形で示したのが図10のcross spectrumである。QPOの変動では高いエネルギー側が約3ミリ秒遅れているのに対し、LFNでは逆に低エネルギー側が約8ミリ秒遅れている。このような時間差は、二つのLMBから観測されている。

第二のタイプのQPOは、第一のタイプに比べて中心周波数が低く、5~10Hz程度、Qは~1である(図6)。図7で、多くのQPOが5~10Hz付近にあるのがみられる。中心周波数には時間変動はみられない。また、このQPOの出現時には、べき型低周波変動以外の、低周波ノイズは特に現われない。最近、『ぎんが』衛星の観測によって、このタイプのQPOについての重要な性質が明らかになった【Mitsuda et al. 1987】。ひとつはQPOの振幅のX線エネルギーへの依存性がはっきりしたことである。図11に示されるように、エネルギーが高くなるほど、QPOの相対振幅(DC成分に対する比)は増加する。さらに、Cyg X-2というLMBからの中心周波数5.2HzのQPOにも、X線エネルギーバンド間の振動の時間差があることを発見し、そのX線エネルギーへの依存性も明らかになった。その時間差は最大約70ミリ秒にも達する(図12,13)。

QPOはどのような現象であろうか。QPOの振幅は大変小さく、X線測定上の量子誤差に比べても圧倒的に小さいため、その振動を実空間で見たものはまだ誰もいない。そこで、パワースペクトルから、実空間での変動を想像するわけであるが、その1つのモデルとして、oscillating shotsモデルが提唱されている。このモデルでは、X線強度 $I(t)$ を白色雑音 $w(t)$ に対する線形応答 $h(t)$ により与える。すなわち、

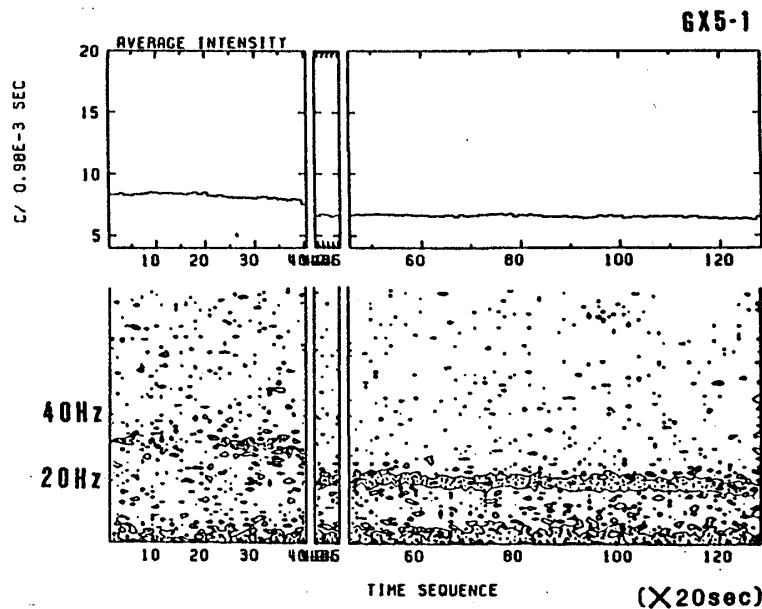


図8 LMB, GX5-1からのQPO(中心周波数=20-30Hz)。上段:平均X線強度の時間変化。下段:パワースペクトルの変化を等高線で示したもの。『ぎんが』衛星による。

$$I(t) = \int h(t-t') w(t') dt' .$$

このパワースペクトルの期待値は、

$$\langle P_I(\omega) \rangle = \langle |H(\omega)|^2 \rangle \langle P_w \rangle ,$$

である。ここで、 $H(\omega)$ 、 $P_I(\omega)$ 、 P_w は、それぞれ、 $h(t)$ のフーリエ変換、及び、 $I(t)$ 、 $w(t)$ のパワースペクトルである。 $h(t)$ として、減衰振動、たとえば、

$$h(t) = \exp(-t/\tau) [1 + \beta \cos(\omega_0 t + \phi)] \theta(t) , \quad \phi : \text{ランダム}、$$

を考えると、

$$\begin{aligned} \langle |H(\omega)|^2 \rangle &= \tau^2 \{ 1/[1 + \omega^2 \tau^2] + \beta^2/4 [1 + (\omega - \omega_0)^2 \tau^2] + \beta^2/4 [1 + (\omega + \omega_0)^2 \tau^2] \} \end{aligned}$$

となり、LFNとQPOピークをつくることことができる。ただし、 $h(t) \geq 0$ を要請すると、減衰振動では必ずLFNが現われるので、第二にタイプのQPOにこれを当てはめるのには無理がある。 ϕ をランダムでなくすれば、相対的にQPOピークを強めることはできるが、第二のタイプのQPOは、第一のタイプに比べて強くはないので、これはあてはまらないであろう。Oscillating shotsをつくるモデルとしてbeat frequency モデルをはじめとして、たくさんのモデルが考えられているが、どれも一般に認められているとは言い難い。

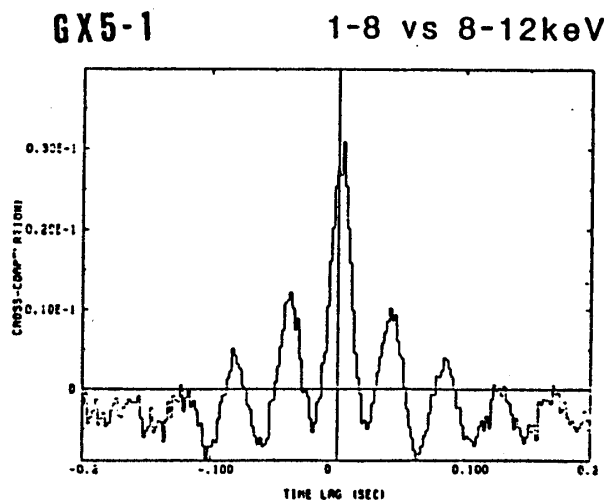


図9 GX5-1からのQPO (~20Hz) の、二つのX線エネルギーバンド間の、cross correlation function。『ぎんが』衛星による。

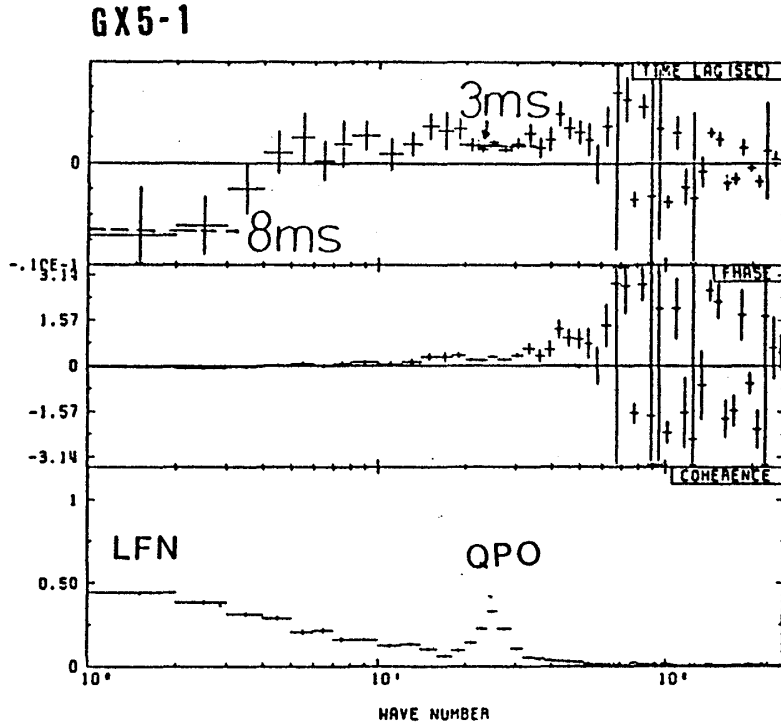


図10 GX5-1からのQPO ($\sim 20\text{Hz}$) の、二つのX線エネルギーバンド間の、cross spectrum。下段は、二つのエネルギーバンド間のcoherencyを表わし、中段は位相差を、上段は位相差から求まる時間差を表わす。『ぎんが』衛星による。

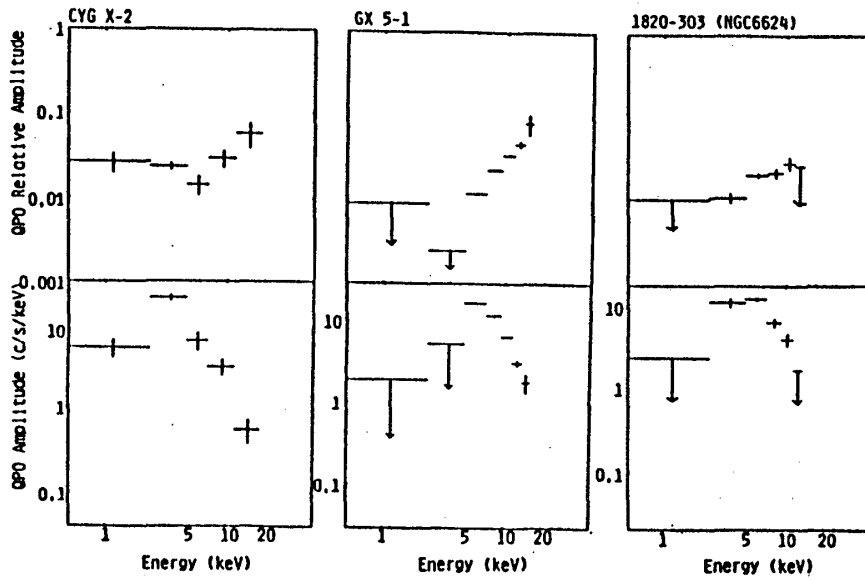


図11 低い周波数のQPO (5-8Hz) の振幅のX線エネルギー依存性。下段は絶対振幅、上段はDC成分のエネルギースペクトルに対する相対振幅。『ぎんが』衛星による。

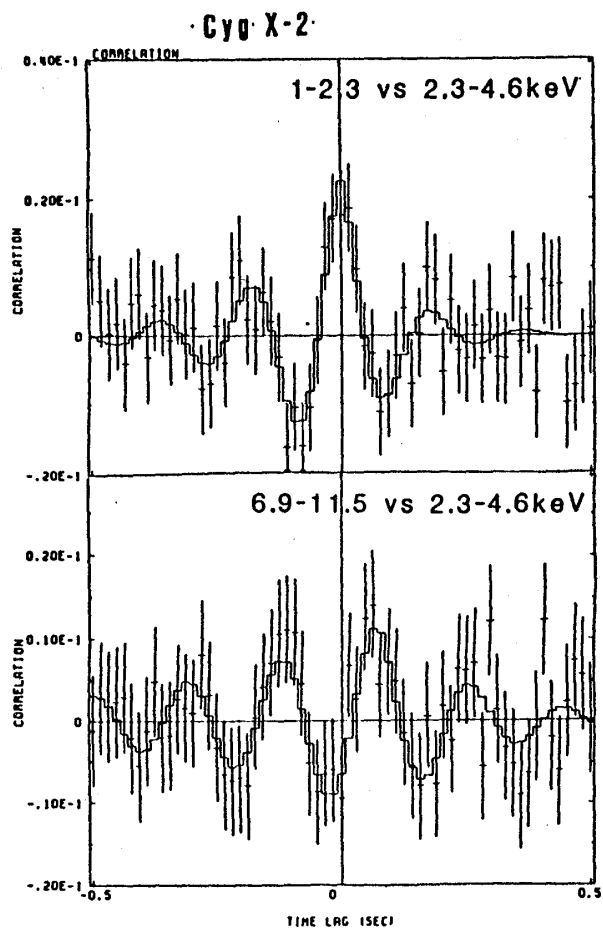


図12 Cyg X-2からの5.2HzのQPOのcross correlation function。十字はデータ点を表わし、階段関数はモデルフィットの結果を表わす。『ぎんが』衛星による。

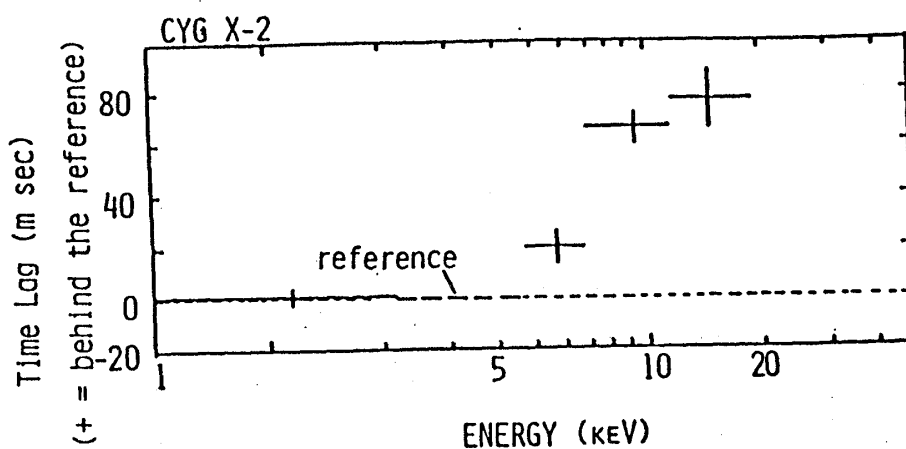


図13 Cyg X-2からの5.2HzのQPOのエネルギーバンド間の時間差を2.3-4.6keVを基準としてX線エネルギーの関数として示したもの。『ぎんが』衛星による。

§ 5 モデリングによる時系列解析

これまでに述べてきた解析は主にパワースペクトルを中心にしたものであった。しかし、時系列データをなんらかのモデルにあてはめることにより、実空間でその振舞を調べる方が、より物理的実体に近付ける場合が多いように思われる。あらかじめ物理過程がわかっている場合には、それに基づいたモデルを用いることができ、理想的である。しかし、一般の場合には、それは不可能であり、より普遍的な方法を用いることが望まれる。

あるシステムに外乱が入力されていて、出力が出ている場合を考えよう（図14a）。この出力を二つの部分の和と考え、j番目のピンの強度 I_j を

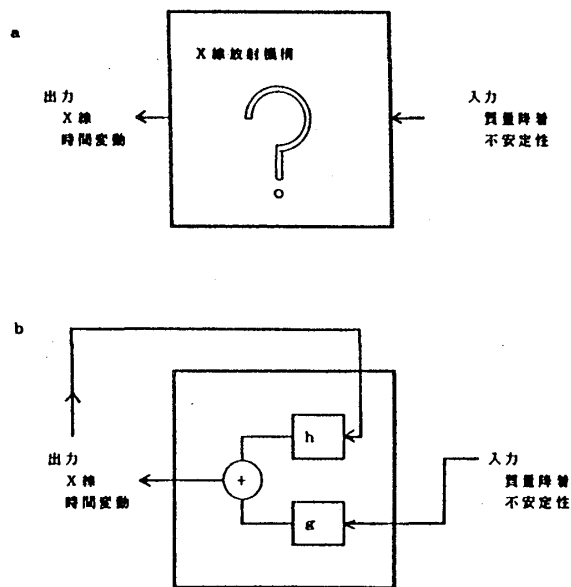


図14 a:外乱を受けたX線時間変動のシステム。b:システムを決定論的な部分と、確立的な部分の二つの和に表わす。

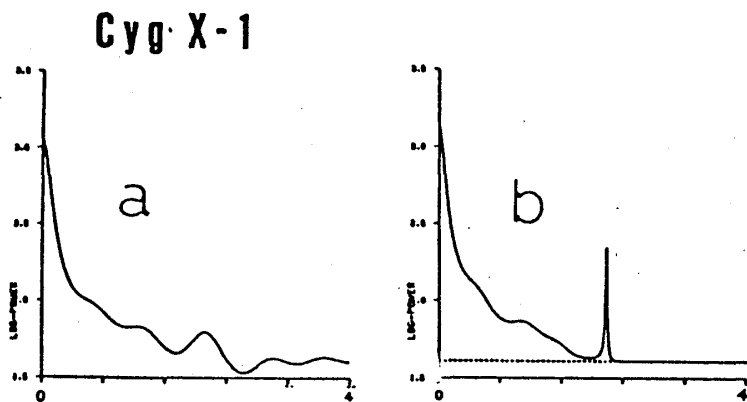


図15

図15 ARモデルによるCyg X-1のパワースペクトル。a:通常のARモデル、b:ポアソンノイズを考慮したARモデル。北川 1987より。

$$I_j = g(I_{j-1}, I_{j-2}, \dots, I_{j-n}) + h(w_j, w_{j-1}, \dots, w_{j-m}),$$

とおく。gは過去の履歴で決まるような決定論的な項であり、hは白色雑音に対する応答である（図14b）。外乱は適当なフィルターをhの中に考えることにより、白色雑音と考えるよいであろう。

§3でおこなったアトラクターの次元を求める解析は、すべて決定論的であると考へ、 $h=0$ において、 $I_j=g(I_{j-1}, I_{j-2}, \dots, I_{j-n})$ を、 $n+1$ 次元空間にプロットすることによって、 n を求めようとしたことに他ならない。また前章（§4）で述べた、QPOに対するoscillating shotsモデルは、逆に $g=0$ と見做して、 h （つまり応答関数）をパワースペクトルから推定したことになる。しかし、例えば、QPOのパワースペクトルを説明するのに、 $g=0$ は必ずしも必要ではなく、一般的に二つの項を分離することは不可能である。しかし、これを線形近似の範囲で、当てはめる手法は、赤池らにより確立している。すなわち、 g の中の線形部分のみを取り出し、非線形部分はノイズとして h の中に入れてしまい、さらに、 h は線形応答とする。このようなモデルはARMAモデルとよばれる。モデルの当てはめは最尤法により行ない、次数 n, m は、AIC（赤池の情報基準量）最小により決定する。ARMAモデルでは、 g の部分は自己回帰（auto regression）を表わし、 h は外乱に対する線形応答（重み付きのmoving average）である。ARMAモデルで $h=w_j$ とおいたものはARモデル、 $g=0$ とおいたものはMAモデルとよばれる。有限次数のAR/MAモデルはそれぞれ、無限次数のMA/ARモデルに等価であるが、AICはより次数の少ないモデルを選ぶので、AIC最小により、AR部分とMA部分が正しく分離され、決定論的項の線形部分が正しく分離されることが期待されるのである。

実際にこの手法をX線データにあてはめる時には、量子ノイズに対する注意が必要である。つまり、量子ノイズが変動の大きさに比べて無視できない場合には、これを取り除き（実際には、これを確立過程として考慮して）、このノイズを自己回帰の部分に取り込まないようにする必要がある。このため、モデルをさらに、

$$I'(t) = I(t) + w'(t) \quad w'(t): \text{ポアッソンノイズ}$$

において推定する。このソフトウェアは統計数理研究所の北川さんが現在開発されておられる。これを用いて解析を今後進めたいと考えている。

ARモデルによる、ポアッソンノイズまで考慮したあてはめについては、統計数理研究所の赤池さん・北川さんによって、『てんま』衛星のCyg X-1のデータについて行なわれた【北川 1987】。その結果として得られたパワースペクトルには（図15）、他の解析方法では有意にみられないピークが現われている。これは、Cyg X-1の変動の中に、決定論的に振舞う変動成分が存在することを示唆している。

【参考文献】

- Hasinger 1987, preprint, submitted to A&A.
Ikegami 1987, Ph.D.thesis, University of Tokyo.
北川 1987、宇宙圏シンポジウム（昭和61年度）収録、P47。
Makishima 1986, in Symposium on X-ray Time Variability, Inuyama Japan,
ed. by Hayakawa and Nagase, ISAS R.N. 313.
正木・他 1986, 宇宙圏シンポジウム（昭和60年度）収録、P32。
McHardy & Czerny 1987, *Nature* 325, 696.
満田・池上 1986、宇宙圏シンポジウム（昭和60年度）収録、P34。
Mitsuda 1984, Ph.D.thesis, University of Tokyo, ISAS R.N.254.
Mitsuda et al. 1987, in COSPAR/IAU Symposium on the Physics of Compact
Objects: Theory versus Observations, Sofia Bulgaria, ed. by White.

『ぎんが』による白鳥座 X-1 の時系列解析

阪大理 北本俊二・宮本重徳

1. 序

白鳥座 X-1 (Cyg X-1) は、ブラックホール候補として知られる X 線星である。大ざっぱなモデルとして、O 型の超巨星とブラックホールが 5.6 日の周期で互いに公転しており、O 型の超巨星からブラックホールに物質が流れ込んでいると考えられている。流れ込んだ物質は、回転しながら円盤状にブラックホールに落ち込んでいき、その時に重力エネルギーが物質同士の摩擦で熱エネルギーに変換され、高温となって X 線を放射しているというわけである。

ブラックホール候補と呼ばれる X 線星は、いくつかあるが、それらの現象論的特徴の一つが、数秒からそれ以下の時間スケールでのカオス的な X 線強度の変動である。

我々は、その変動の特徴を調べて、それが、どのような機構で起こっているのかを研究している。ここでは、その時間変動のフラクタル的振舞いとカオス的な振舞いについて調べた結果を報告する。

2. 観測

X 線天文衛星『ぎんが』は、Cyg X-1 を 1987 年 8 月 5 日から 8 月 8 日の間観測した。特に 8 月 5 日は、短時間での振舞いを調べるために、表-1 に示すようなエネルギーバンドと時間分解能で約 8580 秒観測を行った。ここで報告するデータは、このデータを用いた解析である。