

Cyg X-1 の硬 X 線領域における短時間変動について (II)

大阪信愛女学院 内田正美・大阪市立大学理学部 中川道夫
山形大学理学部 桜井敬久・理化学研究所 山内 誠

Short Time Variation of Hard X-ray from Cygnus X-1 (II)

By

Masami UCHIDA, Michio NAKAGAWA,
Hirohisa SAKURAI, and Makoto YAMAUCHI

Abstract: To investigate the short time variability in Hard X-ray region, we observed Cygnus X-1 on 29 Sep. 1982, using eight 5-inch NaI(Tl) phoswich detectors on board B50-22 balloon. The total effective area was 880 cm², and the observed energy band was from 25 keV to 85 keV.

We presume the PSD with the application of the autoregressive model to time series data. The time variabilities of 13 s and 20 s which were found with the variance coefficient analysis and FFT, are reconfirmed. Moreover, we find the 135 s variability.

We infer the region where these characteristic time variabilities arise, using Wheeler model that the burst come of the reconnection of the toroidal magnetic field in the accretion disk. According to this model, the radius of the variability occurrence regions are $r_{13}=5.6\times 10^7$ cm, $r_{20}=7.9\times 10^7$ cm, $r_{135}=2.8\times 10^8$ cm where are the steady Hard X-ray emitting region. The estimated magnetic field at these regions are 2.3×10^7 Gauss at r_{13} and r_{20} , and 1.7×10^7 Gauss at r_{135} .

These values of the magnetic field are reasonable ones compar-

ed with the estimated values of standard disk model.

概 要

硬 X 線領域における Cygnus X-1 の短時間変動を調べるため、1982 年 9 月 29 日に 8 台の 5 inch NaI(Tl) phoswich 検出器を気球に搭載して観測を行った。最大有効面積は 880 cm^2 、エネルギー領域は 25 keV から 85 keV であった。

時系列データに自己回帰モデルを適用して PSD を推定したところ、13 秒、20 秒および 135 秒の time scale を持つ変動を見いだした。このうち 13 秒と 20 秒の time scale は、以前に変動係数と FFT により見いだした time scale によく一致している。

我々は、accretion disk 内のトロイダル磁場の再結合により burst が生じるとする Wheeler のモデルにより、変動の発生する領域を推定した。それによると定常的な硬 X 線の発生領域とされている半径 $r_{13}=5.6 \times 10^7 \text{ cm}$, $r_{20}=7.9 \times 10^7 \text{ cm}$, $r_{135}=2.8 \times 10^8 \text{ cm}$ の領域で変動が起きており、推定される磁場の強さは r_{13} , r_{20} で $2.3 \times 10^7 \text{ Gauss}$, r_{135} で $1.7 \times 10^7 \text{ Gauss}$ であった。この値は、standard disk model より計算される値と比較しても妥当な値である。

1. はじめに

X 線領域における Cygnus X-1 の強度の短時間変動には、数ミリ秒から数十秒にわたり多くの time scale が見いだされている。なかでも、数十秒の time scale が硬 X 線領域で見いだされている[1][2][3]。

Cygnus X-1 のモデルによると、主星 HDE 226868 からの accretion matter は、質量 $13 M_{\odot}$ 程度の black-hole を中心にして accretion disk を形成している。

この accretion disk には、いくつかのモデルが考えられている。一般的には、中心近くの X 線を放出する部分は 2 領域に分けられ、中心から離れている外側の領域は低温で光学的に厚く幾何学的に薄いとされ、中心に近い内側の領域は高温で光学的に薄く幾何学的に厚いとされている。軟 X 線は外側の領域で熱的に放射され、硬 X 線は、外側の領域で放射された軟 X 線と内側の領域にある高温電子との逆コンプトン効果により生成されると考えられている。従って、硬 X 線領域における強度の短時間変動は accretion disk の最も内側の領域に起因していると考えられ、その様相を明らかにすることは Cygnus X-1 の物理を解明する上に重要である。

我々は 1982 年 9 月に気球による Cygnus X-1 の観測を行った。観測の詳細はすでに発表しているので[4]ここでは概要のみ記す。

観測には 8 台の 5 inch NaI(Tl) phoswich 検出器を用いた。最大有効面積は 880 cm^2 、コリメータの視野は東西方向×南北方向が $20^{\circ} \times 4^{\circ}$ (FWHM) である。観測したエネルギー

ーは 25 keV から 85 keV でこの間を 6 エネルギー帯に分割し、カウンター別、エネルギー帯別に 40 ミリ秒間積分されたカウント数が PCM 方式により姿勢等の情報である HK データと共に送られてきた。

Cygnus X-1 の観測は 1982 年 9 月 29 日の 8^h15^m から 11^h30^m (UT) までの約 3 時間行われた。三陸の大気球観測所における Cygnus X-1 の南中は 9^h45^m でそのときの binary phase は 0.32 であった[5]。HK データによると、Cygnus X-1 の観測中すべての観測装置は安定した状態を保っていた。

得られたデータを解析して求めた数百ミリ秒程度の time scale を持つ変動及び 13 秒と 20 秒程度の time scale を持つ変動はすでに報告している。特に 20 秒程度の変動に関しては、folding method の結果を用いた FFT によるシミュレーションで変動成分が約 40 % 程度であることを明らかにした[6][7][8]。本稿は、その後自己回帰モデルを適用することにより見いだした 135 秒の time scale を持つ変動を示し、さらにこれらの短時間変動を統一的に説明できる試行的なモデルについて述べる。

2. 自己回帰モデルによる PSD の推定[appendix]

第 1 図(a)は南中前後 2 時間における 1 分間あたりのカウント数の推移を示している。図中 ON は検出器が Cygnus X-1 の方向を向いている時間 (on-mode) を、OFF は、それとは 180° 逆の方向を向いている時間 (off-mode) を示す。on-mode では視野内にいくつかの X 線源があるが、軟 X 線領域における平均 X 線強度は最も大きい Cygnus Loop でも Cygnus X-1 の 1/10 以下であり[9]、またエネルギー・スペクトラムが指数関数型であるため、我々の観測したエネルギー帯ではそれらの影響は無視できる。また、off-mode では視野内に特定の X 線源は含まれていない。解析には最も S/N 比の良い南中前後のデータを用いた。

第 1 図(b)は、南中前後の on-mode の 10 秒あたりのカウント数の推移である。図中、点線は第 1 図(a)の 2 カ所の off-mode のデータから得られた background (BGD) を示している。なお図に見られるように時間的に不連続な箇所があるため 9^h40^m から 9^h50^m までの 10 分間のデータだけに自己回帰モデルを適用して PSD を推定した。

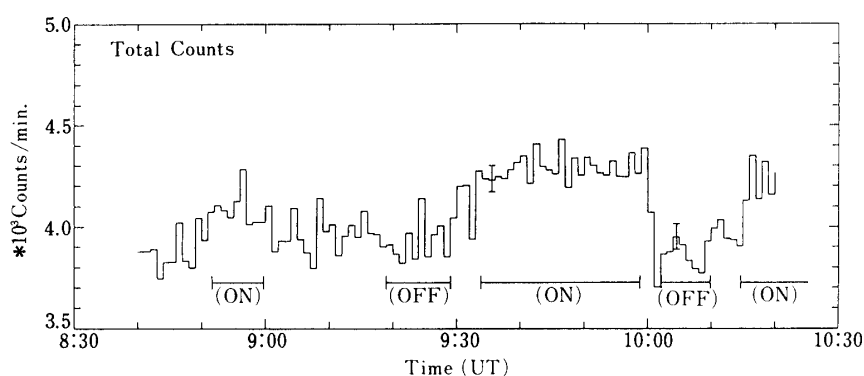
このモデルを適用するときには次数 m の決定が重要な点となり、いくつかの決定方法が提案されている。その中でデータ数を N としたとき次数 m を

$$m \approx (2 \sim 3) \sqrt{N} \quad (2-1)$$

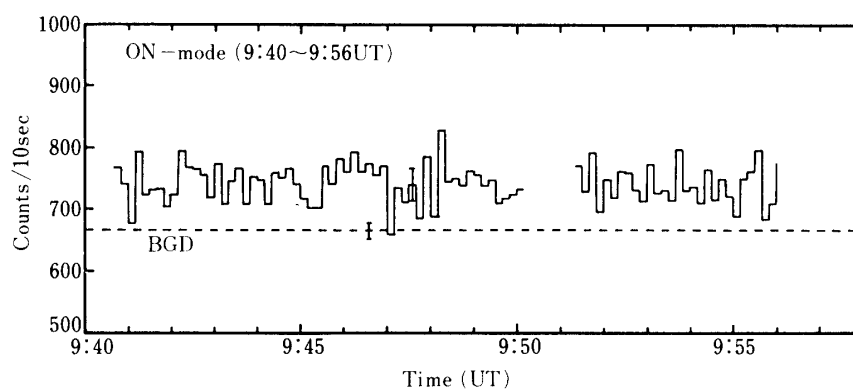
の範囲内にとるという見積式を用いた[10]。

第 2 図は 0.01 Hz ~ 0.1 Hz における PSD である。bin 幅は 1.0 秒である。(a)は on-mode, (b)は off-mode を示し、それぞれ on-mode の最大値で規格化している。(a)では、11.0 ± 5.5 秒と 20.9 ± 7.8 秒に、以前見いだされている time scale を持つ変動による peak が見られる。

次に 10⁻³ Hz ~ 4 × 10⁻² Hz における PSD を第 3 図に示す。bin 幅は第 2 図と同様 1.0 秒である。(a)は on-mode, (b)は off-mode である。(a)図では、(b)図には表れていな



(a) 南中前後約2時間の、1分間あたりのカウント数の推移。ONは検出器が Cygnus X-1 の方向を向いている時間、OFFはそれとは 180° 逆を向いている時間を示す。

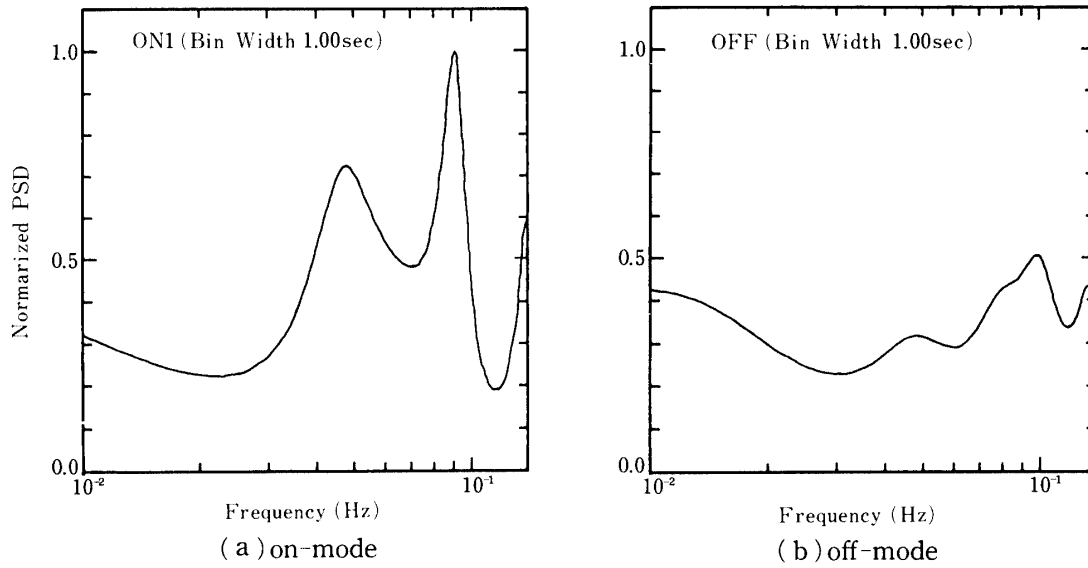


(b) 南中前後の on-mode の10秒あたりのカウント数の推移。点線は off-mode から得られた background を示す。

第1図

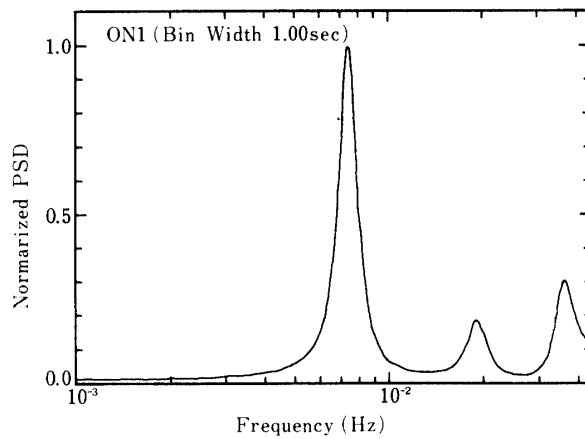
い明らかな peak が 135^{+10}_{-10} 秒に見られる。

これらの peak は、on-mode のデータ中に11秒、21秒、135秒の time scale を持つ変動成分が含まれていることを示している。11秒と21秒の変動は先に行なわれた解析の結果とほぼ一致している。また、第1図(b)を注意深くみると十数 bin 程度の幅でカウント数が増えているように見える。この変動の様子をさらによく表わしているのが第4図である。最も S/N 比の良い 47.5 keV から 62.5 keV のエネルギー帯の、20秒ごとのカウント数の推移を示している。百数十秒程度の幅でカウント数の変動が見られる。

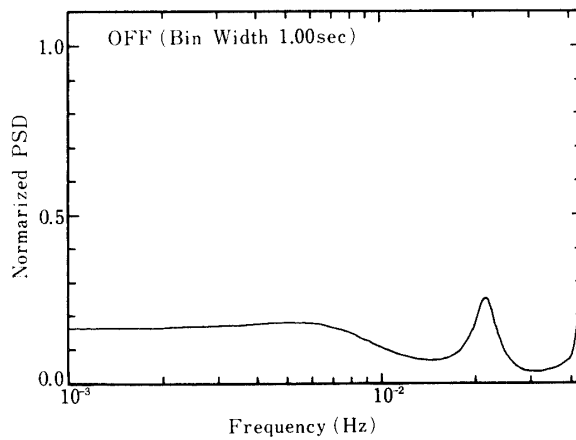


(a) on-mode (b) off-mode
 11.0 秒 (右) と 20.9 秒 (左) に peak が見られる。

第2図 0.01 Hz から 0.1 Hz における PSD. bin 幅は 1.0 秒.

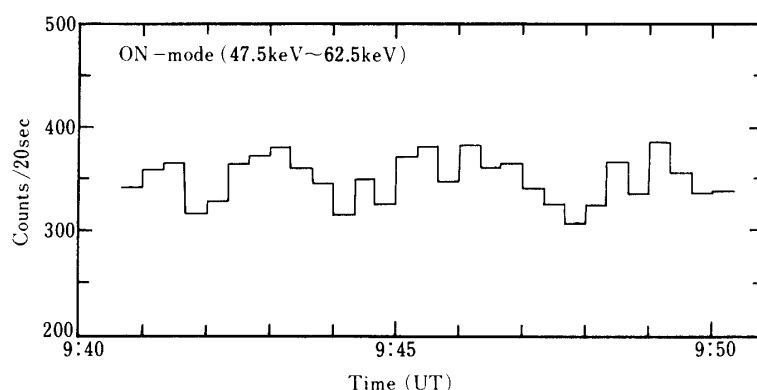


(a) on-mode 135 秒に強い peak が見られる。



(b) off-mode

第3図 10^{-3} Hz から 4×10^{-2} Hz における PSD. bin 幅は 1.0 秒.



第4図 on-mode (9^h40^m~9^h50^m) の20秒あたりのカウント数の推移。エネルギー帯は47.5 keV から62.5 keV である。百数十秒の時間幅でカウント数の変動が見られる。

3. 考 察

3.1 観測システムによる変動の可能性についての考察

変動係数と、FFT 及び自己回帰モデルを用いた PSD とにより我々は13秒、20秒及び135秒の time scale を持つ変動を on-mode のデータに見いだした。これらが観測システムに起因する変動によるものかどうかを以下で調べてみる。

観測システムによる変動の原因として、

- (a) 検出器、回路等にランダムに生じる、変動の time scale 程度の時間続く雑音。
- (b) ゴンドラの高度、及び姿勢の周期的な変化。

をあげることができる。

(a) について、上記3種の time scale 程度続く雑音が解析に使用した on-mode の時間にだけ発生し、off-mode の時間に全く発生しない確率は 2.3×10^{-3} でありこのような可能性は無視できるほど小さい。

(b) について、X線データと同様の方法で Cygnus X-1 観測中の HK データの PSD を求めたが特徴のある時間変動は見られなかった。また、PCM 方式による量子化のため、分解能は GA で1'.1、傾斜計で1'.2であり、気圧計もフライト・レベルで予想される0.1~0.2 mb 程度の微少な高度変化[11]を測定することは困難であった。そこで気球-ゴンドラ系がこの分解能以下の範囲で何らかの運動をしている場合を想定した Cygnus X-1 に対する検出器の有効面積の変化の割合と、高度の変化による on-mode 成分 ($N_{on} - N_{off}$; N_{on} , N_{off} は on-mode, off-mode の平均カウント数) の変化の割合を求めてみたところ、それぞれ0.6%と4.0%であった。これらの値は観測された変動成分の割合を満足させることは出来ない。

以上の理由により観測システムに起因する変動成分は無視できる。また、すでに述べたように on-mode ではコリメータの視野内に他の有力な X 線源は無い。したがって、上記の time scale の変動は Cygnus X-1 固有のものであると言える。

3・2 短時間変動のモデル

13秒及び20秒の time scale を持つ変動については過去数例報告されており、accretion disk 内を回転する hot spot [12], accretion matter 中に生じる不安定さ [3] などで説明されている。しかし、135秒の time scale を持つ変動に関してはその time scale が長いため、このようなモデルでは説明が困難になる。また他の時間変動のモデルもそれ自体がより短い時間変動（数ミリ秒～数秒）のために考えられたものであり適さない [13]～[16]。

しかし、Wheeler の X 線バーストのモデル [17] を用いると、いくつかの仮定を設定することにより、これらの time scale を持つ変動を説明することが可能である。以下、質量は太陽質量を、半径は Schwarzschild 半径を単位とする。

Wheeler のモデルによると、accretion disk 中の半径方向の磁場は disk の差動回転により巻き込まれてトロイダル磁場となり、その際エネルギーを蓄える。巻き込まれるにしたがい磁場の圧力が大きくなり、ガスの圧力を越えると磁場の再結合が起こる。そのとき局所的なフレアーが発生する。そのフレアーの衝撃がエネルギーを蓄えている領域に広がり二次的なフレアーを引き起こす。バーストはこれら二次的なフレアーの重ね合わせである。

バーストの継続時間 τ_b は、エネルギーが蓄えられている領域を Alfvén 波が伝わる時間で近似され、いま、Alfvén 波の伝播速度を v_A として $\eta \leq 1$ とおくと、

$$\tau_b \sim \frac{2\pi r_s}{\eta v_A} \quad (3-1)$$

で表される。ここで、 r_s はエネルギーが蓄えられている領域の compact 星からの半径である。また、磁場の強さを B 、物質の密度を ρ とすると

$$v_A = B / (4\pi\rho)^{1/2} \quad (3-2)$$

である。

バースト間の時間はトロイダル磁場が補充されるまでの時間で表される。

$$\tau \sim (3.1 \times 10^5 \text{ s}) \alpha^{-1} M_0 r_*^{3/2} \quad (3-3)$$

ここで α は disk model のパラメータ、 M_0 は accretion disk の中心にある compact 星の質量、 r_* は compact 星からの半径である。

いま、time scale の半分の時間でトロイダル磁場が作られ、残り半分の時間は引き起こされたバーストが持続する時間とする。最初発生するフレアーとエネルギーが蓄えられている領域は互いに近いとする。すなわち、 $\tau = \tau_b$ であり、 $r_* \sim r_s$ である。また $\alpha \sim 0.01$, $M_0 = 13M_\odot$ と仮定する。

以上のような仮定をもとにして (3-3) より求めた 13 秒、20 秒及び 135 秒の変動の起こる半径は $r_{13} = 5.6 \times 10^7 \text{ cm}$, $r_{20} = 7.9 \times 10^7 \text{ cm}$, $r_{135} = 2.8 \times 10^8 \text{ cm}$ である。Ichimaru のモデル [14] によると、 r_{13} , r_{20} は常に硬 X 線の発生している領域であり、 r_{135} もその領域の近傍であり、発生領域としても問題はない。

次に、(3-1), (3-2) 式を用いることにより短時間変動の起こっている領域の磁場の強さ

を求めることができ、その値は r_{13}, r_{20} で 2.3×10^7 Gauss, r_{135} では 1.2×10^7 Gauss であった。ここで $\rho = 1.7 \times 10^{-2} \text{ g cm}^{-3}$ [15], $\eta \sim 1$ を用いた。

ところで、standard disk model によると内部領域の磁場は

$$H \text{ [Gauss]} \leq 10^8 \text{ m}^{-1/2} r^{-3/4} \quad (3-4)$$

で表される [18]。ここで、 $m = M/M_{\odot}$, $r = M_{\odot} / m \times R / 9 \text{ km}$ である。この式によると磁場の強さは、 r_{13} と r_{20} では 6.6×10^6 Gauss, r_{135} では 2.6×10^6 Gauss である。Wheeler のモデルにおいて、accretion disk の磁場は巻き込まれてしだいに強くなるという点を考慮に入れると、先に求めた値は妥当な値であると言える。

4. ま と め

1982年9月に気球による Cygnus X-1 の観測を行った。そのデータに自己回帰モデルを適用して PSD を推定した。その結果、変動係数と FFT で求められていた 13 秒と 20 秒の time scale を持つ変動が再び確認され、さらに、135 秒の time scale を持つ変動が見いだされた。この 135 秒の time scale は、硬 X 線領域はもとより、数多く観測されている軟 X 線領域でも今までに見つけられていなかった time scale である。

従来の時間変動のモデルでは、135 秒の time scale を説明することは困難である。我々は、accretion disk 中の磁場が再結合するときにバーストが発生するという、Wheeler のモデルを用いて時間変動の発生する領域を推定した。それによると 13 秒、20 秒及び 135 秒の時間変動の発生する領域は accretion disk 中心から半径 $r_{13} = 5.6 \times 10^7 \text{ cm}$, $r_{20} = 7.9 \times 10^7 \text{ cm}$, $r_{135} = 2.8 \times 10^8 \text{ cm}$ の所であった。これらの半径は Ichimaru のモデルによると、硬 X 線の発生する領域に含まれている。また、推定される磁場の強さは r_{13}, r_{20} で 2.3×10^7 Gauss, r_{135} で 1.2×10^7 Gauss であった。これらの値は、モデルの特徴を考慮すると standard disk model から得られる値と比較しても妥当な値である。

謝 辞

観測の際には、宇宙科学研究所の西村研究室及び広沢研究室の方々に協力していただきました。また、近藤一郎先生にはデータ変換の際に多くの助言をしていただきました。ともに感謝しています。

appendix

自己回帰モデルとは、時系列の現在の値は過去の値に対して線形に依存する部分と、依存しない定常白色雑音の部分の和として表せるというモデルである。いま、 x_k を観測された時系列データ、 n_k を x_k と独立な定常白色雑音、 m を自己回帰モデルの次数、 a_{mi} を次数 m における自己回帰係数とすると、

$$x_k = \sum_{i=1}^m a_{mi} x_{k-i} + n_k \quad (1)$$

と表される。

いま、(1)式の両辺に x_k を掛けて期待値をとると、

$$R_0 = E\{x_k^2\} = - \sum_{i=1}^m a_{mi} R_i + E\{n_k^2\} \quad (2)$$

ここで、 R_i は自己相関関数

$$R_i = R(i\Delta t) \equiv E\{x_k x_{k-i}\} \quad (3)$$

である。

以下同様に(1)式に x_{k-1} , x_{k-2} を掛けて期待値を取ることにより次式が得られる。

$$\begin{bmatrix} R_0 & R_1 & \cdots & R_m \\ R_1 & R_0 & \cdots & R_{m-1} \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ R_m & \cdots & \cdots & R_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ a_{m1} \\ \vdots \\ a_{mm} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_m \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

ここで、 P_m は白色定常雑音の分散である。(4)式を解くことにより a_{mk} を求めることができる。

一方、(1)式に対しフーリエ変換を行い変形すると、スペクトル $P(f)$

$$P(f) = \frac{\Delta t P_m}{|1 - \sum_{k=1}^m a_{mk} \exp(-i2\pi f k \Delta t)|^2} \quad (5)$$

が得られる。従って、さきに求めた a_{mk} を(5)式に代入することによりスペクトル $P(f)$ を推定することができる[10][19]。

ところで、FFT や変動係数を用いた場合データ長の数十分の一程度の周期を持つ変動までしか推定できない。例えば、今回使用した約600秒のデータから周期性を見いだそうとすると、FFT を用いる場合、データ・ウィンドーをかけて処理しても20~30秒程度が限度である。135秒の周期性を精度よく見出すためには少なくとも2000秒程度の連続したデータが必要であると考えられる。しかし、観測では様々な条件により30分以上もの連続したデータを得ることは非常に困難である。それに比べて自己回帰モデルによるPSDの推定方法では、より長い周期を持つ変動が推定できる。このあたりに自己回帰モデルによるPSDの推定方法の有効性があると思われる。

最後に、この方法による135秒の周期性の検出限界を調べるためシミュレーションを行った。それによるとデータ長が300秒の場合変動成分の割合が30%あれば明らかにpeakが見られる。データ長が長くなれば変動成分の割合の小さな所からpeakが見られるようになり、700秒を越えると変動成分の割合が10%でもpeakが見られる。また、変動成分の割合が増えるとpeakの位置の精度は良くなり、600秒のデータでは変動成分の割合が25%の場合、相対誤差5% (135±7秒) の範囲内に位置する。

Reference

- [1] M. Nakagawa, H. Sakurai, and M. Uchida 1979, *Advance in Space Exploration*, **3**, 501 (Pergamon Press)
- [2] F. Frontera and F. Fuligni 1981, *Space Sci. Rev.*, **30**, 379
- [3] P. L. Nolan, D. E. Gruber, J. L. Matteson, L. E. Peterson, R. E. Rothschild, J. P. Doty, A. M. Levine, W. H. G. Lewin, and F. A. Primini 1981, *Ap. J.*, **246**, 494
- [4] 中川道夫, 桜井敬久, 内田正美 1984, *宇宙研報告*, **11**, 71
- [5] D. R. Gies and C. T. Bolton 1982, *Ap. J.*, **260**, 240
- [6] 中川道夫, 桜井敬久, 内田正美, 山内誠 1985, *宇宙研報告*, **13**, 119
- [7] 内田正美, 中川道夫, 山内誠, 桜井敬久 1987, *宇宙研報告*, **20**, 149
- [8] 内田正美, 中川道夫, 山内誠, 桜井敬久 1988, *大気球シンポジウム* 145
- [9] K. S. Wood, J. F. Meekins, D. J. Yentis, H. W. Smathers, D. P. McNutt, R. D. Bleach, E. T. Byram, T. A. Chubb, H. Friedman, and H. Meidav 1984, *Ap. J. Suppl.*, **56**
- [10] 日野幹雄『スペクトル解析』1972 朝倉書店
- [11] 西村純, 広沢春任, 太田茂雄, 秋山弘光, 藤井正美, 大塚豊, 平井利明, 利谷尋 1971, *宇宙研報告*, **7**, 257
- [12] 桜井敬久 昭和54年12月, 博士論文 大阪市立大学
- [13] K. S. Thorne and R. H. Price 1975, *Ap. J.*, **195**, L101
- [14] S. Ichimaru 1977, *Ap. J.*, **214**, 840
- [15] A. A. Galeev, R. Rosner and G. S. Vaiana 1979, *Ap. J.*, **229**, 318
- [16] C. R. Canizares 1976, *Ap. J.*, **207**, L101
- [17] J. C. Wheeler 1977, *Ap. J.*, **214**, 560
- [18] N. I. Shakura and R. A. Sunyaev 1973, *Astr. Ap.*, **24**, 337
- [19] 南茂夫編著『科学計測のための波形データ処理』1986 CQ 出版社