

離散的宇宙線データ列の局所カオス解析

大原 荘司, 浦田 健二, 小西 健陽

Abstract

Local chaotic feature is found in discrete data of cosmic ray air shower arrival time interval series. Fractal dimension analysis, Fourier power spectrum analysis and Lyapunov exponent analysis are applied to confirm the chaotic feature of local discrete data series, comparing with discrete standard map and continuous sine wave which include noise. The chaotic feature of discrete data is found to be solid against noise. The chaotic feature of cosmic rays whose fractal dimension is less than 3.0 is considered to be caused by cosmic rays coming from some specified directions.

- 第1章 はじめに
- 第2章 離散データのカオス解析
- 第3章 宇宙線のカオス解析結果と考察
- 第4章 おわりに

第1章 はじめに

地球外からくる放射線, 宇宙線 (Cosmic Ray) の存在が1920年代半ばにほぼ確かめられて以来80年近い年月が経過しているが, 未だ宇宙線の発生源や加速機構などについて確定的な知見が得られているわけではない。その大きな原因は, われわれの銀河の磁場がマイクロガウス程度の微弱な大きさでありながらこれによって曲げられる宇宙線 ($10^{15} eV$ の陽子中心) のラーマー半径 ($10^{18} cm$) よりもはるかにおおきな銀河半径 ($10^{22} cm$) を持っているために, 多くの宇宙線が長年月銀河内をさまよってから地球に到来するためと考えられる。しかしながら超新星の爆発などによる宇宙線の発生が明らかになるにつれて, 宇宙自体の生い立ちや現状を研究する有力な手段として宇宙線の研究は極めて重要である。⁽¹⁾ 宇宙線そのものの観測としては, 気球, 人工衛星などによる直接観測と宇宙線と大気原子核との核反応の結果発生する電磁カスケードである空気シャワーを地上の検知器で検出する方法あるいは, 地中や深い水中で高エ

(1) M. S. Longair, High Energy Astro Physics, 1992, Cambridge University Press.

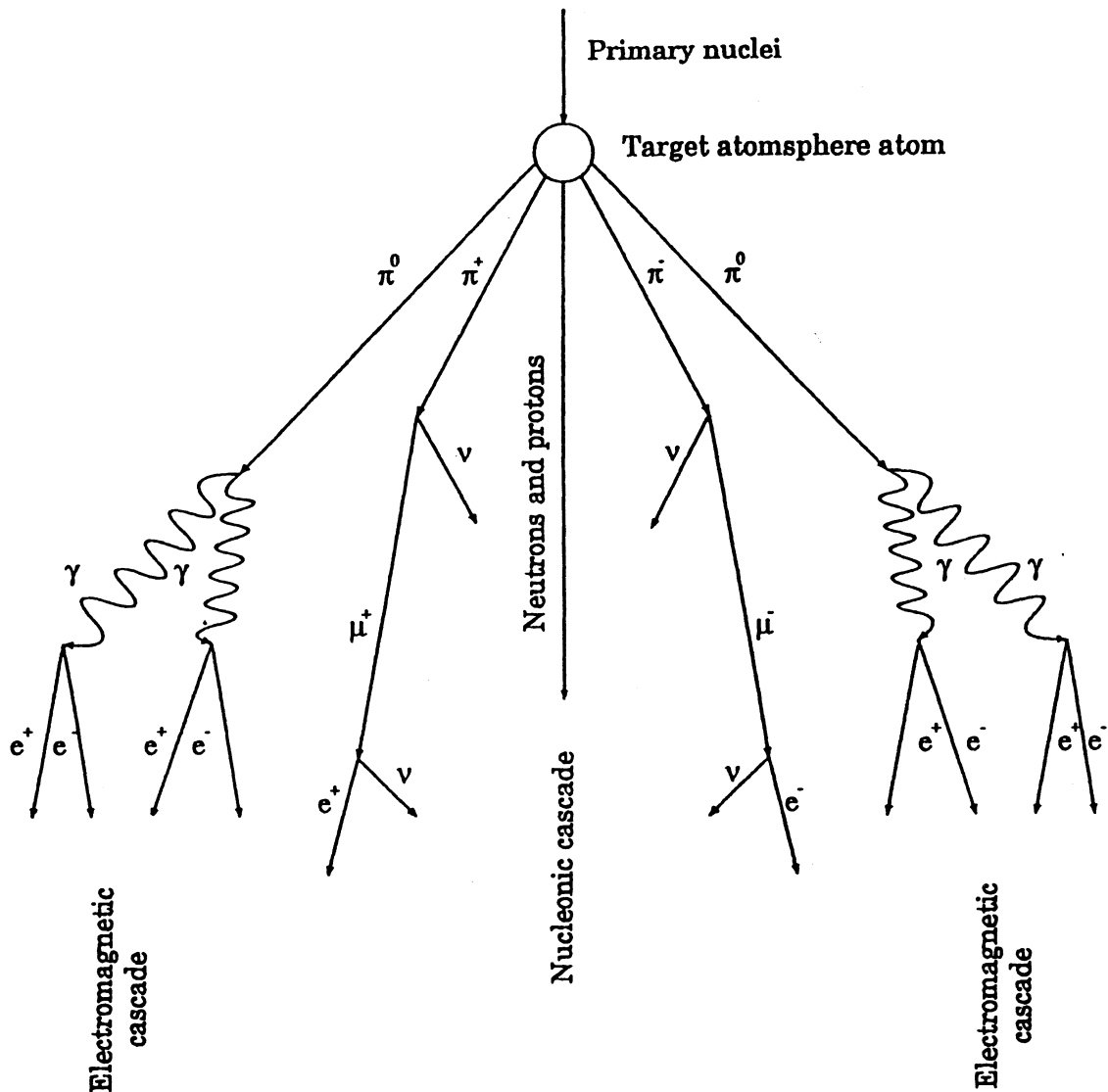


図1 1次高エネルギー宇宙線と大気原子核との核反応による空気シャワー発生の様子。

エネルギーのミュオンやニュートリノを観測する方法がとられている。

われわれは、このうち空気シャワーによる観測を近畿大学及び奈良産業大学に設置された観測装置で続けている。空気シャワーは図1に示すように、1次宇宙線（98%が陽子）と空気の原子核との核反応に始まる電磁カスケードであるが最終的に地上のシンチレーションカウンターで観測されるのは約 1 GeV のエネルギーの電子乃至陽電子である。複数のカウンターが等間隔に距離を離して設置されており、同時観測（60ナノ秒以内のコインシデンス）される場合のみ、その観測時刻（GPSによる世界時）、入射方向や1次宇宙線の換算エネルギーがコンピュータに記録される。

さてこのように観測される単位時間当たりの宇宙線の個数はポアソン分布によくフィットし、また到来時間間隔は平均200~300秒での指数分布を示すことが確かめられている。またクラスター解析により、宇宙線が短時間にまとまって到来したと判断できる事象が幾つか存在するこ

離散的宇宙線データ列の局所カオス解析

とも確認されている⁽²⁾。本報告ではこのような過去の知見に基づきながらわれわれが新たに宇宙線について導入適用したカオス解析の方法と結果について述べる。

宇宙線の到来時間間隔の時間並びは従来指数乱数と考えられ、コンピュータによる乱数の生成が困難な時代には、乱数のモデルとして用いられたほどである。われわれは近年、ポアンカレの啓蒙的考えを受け継ぎながらローレンツらによって自然界の非線形不規則現象の解釈法として導入されたカオスの考え方あるいは、マンデルブロらによって導入された自然界の自己相似構造の解釈としてのフラクタルの考え方を宇宙線のこの1次元データ列に適用し、その不規則性に局所的構造の有無を見出すことによって、宇宙線の分類の可能性とひいては宇宙線発生ダイナミクスを探ろうとするものである。

カオス現象すなわち決定論的方程式で表現されながら、時系列的に発生する値は初期値に鋭敏に依存し、その結果として変動の長期的予測は全くつかないという性質を持った現象については、特に種々の数学モデルを用いて盛んに議論されている。しかし実測された時系列データのカオス解析に際してのノイズの影響や適正解析条件などについては、それほど研究されていないし解析結果の物理的解釈についてはなおさらである。本論は宇宙線データを例として時系列的物理量の局所の変動を研究する手法としてのカオス解析の適正条件の研究にも主眼をおいている。以下にその詳細を述べる。

第2章 離散データのカオス解析

前術のように、われわれの当面对象とする宇宙線到来時間間隔データ列は離散的である。宇宙線発生ダイナミクスが連続的なものであったとしても、地球に到来しわれわれの測定条件に合致するもののみをデータとして観測するわけであるから、本質的に離散的といえるのである。これまでに40万イベントの宇宙線の観測データを我々のグループで持っている。図2に1994年2月7日に観測された300イベントのデータ列を示す。縦軸は宇宙線到来時間間隔で

$$x(i) = t_{i+1} - t_i \quad (1)$$

で表される。横軸は観測とともに時間の進む方向である。300イベントは約20時間の観測に対応している。通常の時系列データの取り方に従えば、縦軸は単位時間 Δt 内に観測される宇宙線の個数が来ることになるが、これでは個々の到来時間の情報が失われるし、また Δt をよほど大きくとらない限り2桁以上の有効数字が得られないという難点がありカオス特性の解析にそぐわない。

さてこのような離散的データのカオス解析法が必ずしも確立している訳ではない現状を踏まえて、われわれは sin 波などの連続関数データの場合との比較などを含めて、標準写像など離散的データの数学モデル⁽³⁾に対して、Grassberger-Procaccia のフラクタル次元を求める方法

(2) 辻勝文, 小西健陽, 北村崇, 千川道幸, 近畿大学理工学部研究報告, 28号57 (1992)

(3) P. Grassberger and I. Procaccia, Phys. Rev. Lett., Vol. 50, 346 (1983)

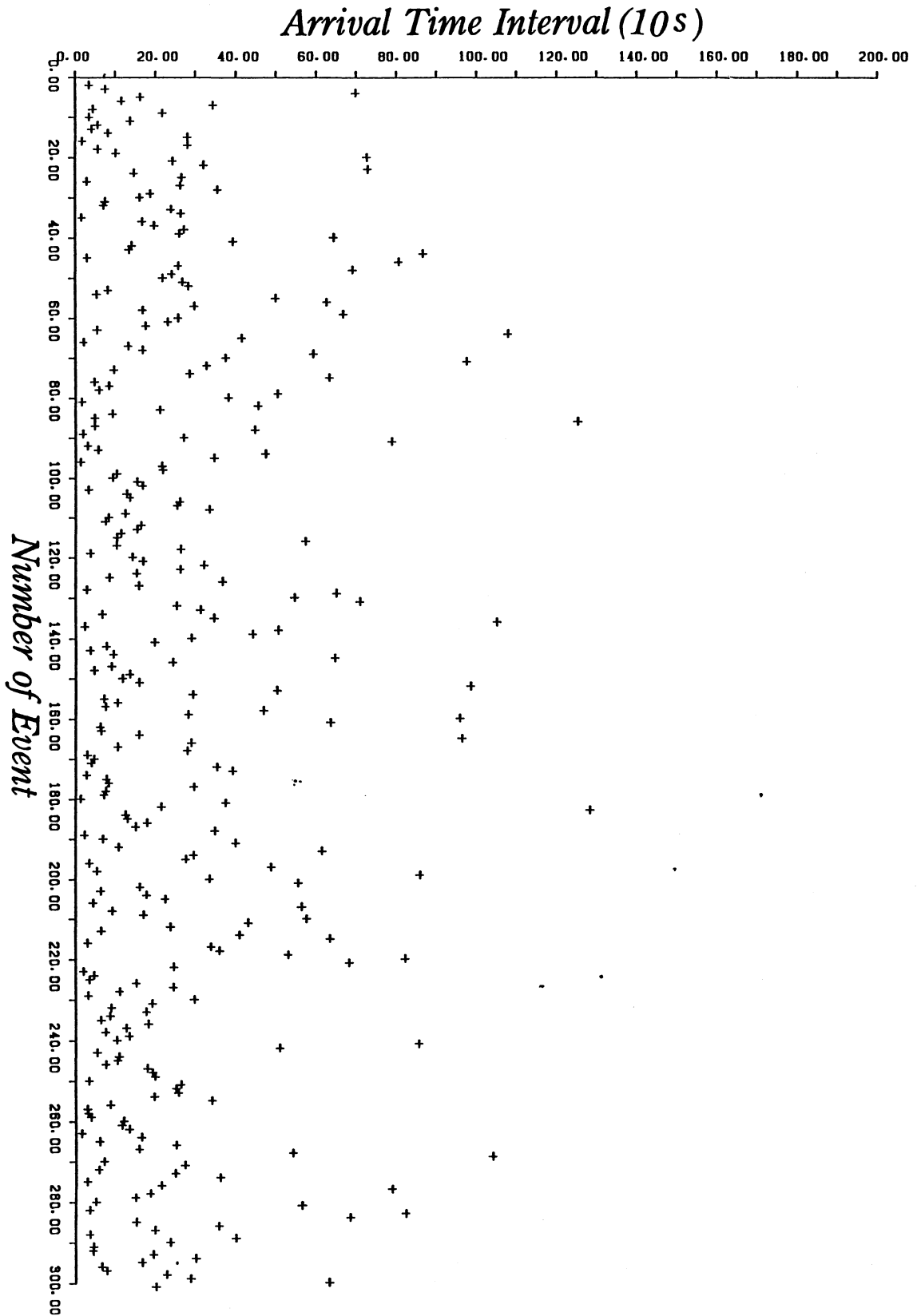


図2 宇宙線空気シャワー到来時間間隔データ例の例。(1994年2月7日の300イベント)

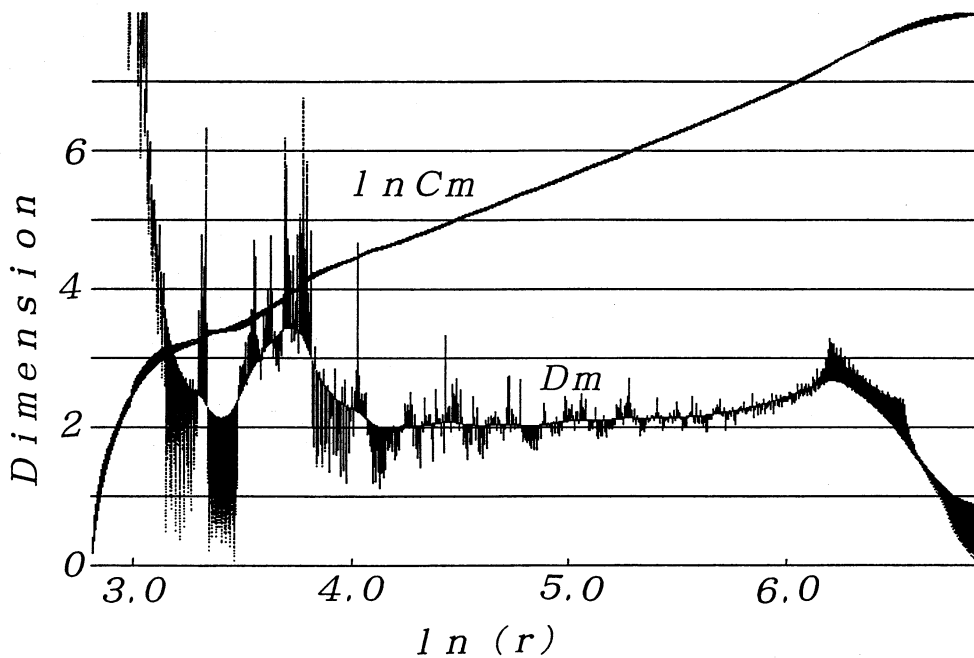


図3 2次元トーラスを直接4次元位相空間に形成した場合のフラクタル次元解析結果。

と Wolf の最大リアプノフ指数を求める方法⁽⁴⁾などの精度や限界について計算機実験を行った。

フラクタル次元を求める場合、まず1次元データ列を次式に準じて m 次元位相空間のベクトル点として再構成する手続きをとる。

$$V_m(i) = [x(i), x(i+1\tau), x(i+2\tau), \dots, x(i+(m-1)\tau)], \quad (i=1, 2, 3, \dots, N) \quad (2)$$

ここで、 τ は元の1次元データから τ ステップずつとばしてデータをピックアップし m 次元位相空間のベクトル点の各成分値に割り当てることを意味しており、通常時系列データの場合には遅れ時間 (Delay Time) と呼ばれる。さてこのようにして埋め込まれたベクトル点の集まり (アトラクター) が元の1次元データ列を生ぜしめた元の動力学系を幾何学的にうまく再構成しその複雑性を再現しているかどうか解析のポイントである。次にベクトル点間の距離をすべて計算して距離 r 以内のベクトル点のペア数の積算値 C_m を求めその対数を r の対数で微分する。即ちフラクタル次元 D_m は式(3)で求められる。

$$D_m = \frac{d \log C_m(r)}{d \log r} \quad (3)$$

D_m がある r の区間で非整数の一定値を持ち、 C_m が r の D_m (一定値) 乗に比例して増加する場合 ($C_m \propto r^{D_m}$) にはアトラクターはフラクタル構造 (自己相似構造) を持つこととなり、元の1次元データ列はカオス性を持つと判断される。

この方法で得られる次元値の精度を確認するために、2次元トーラスを直接4次元位相空間に生成し、 D_m を求めると図3のようになり r の小さな領域即ち局所面で2に収束し、この方法の妥当性を証明している。ここで r の大きなところに現れる D_m のピークはトーラスのマクロ

(4) C. L. Wolf, J. Royal Statist. Soc. B353 (1992)

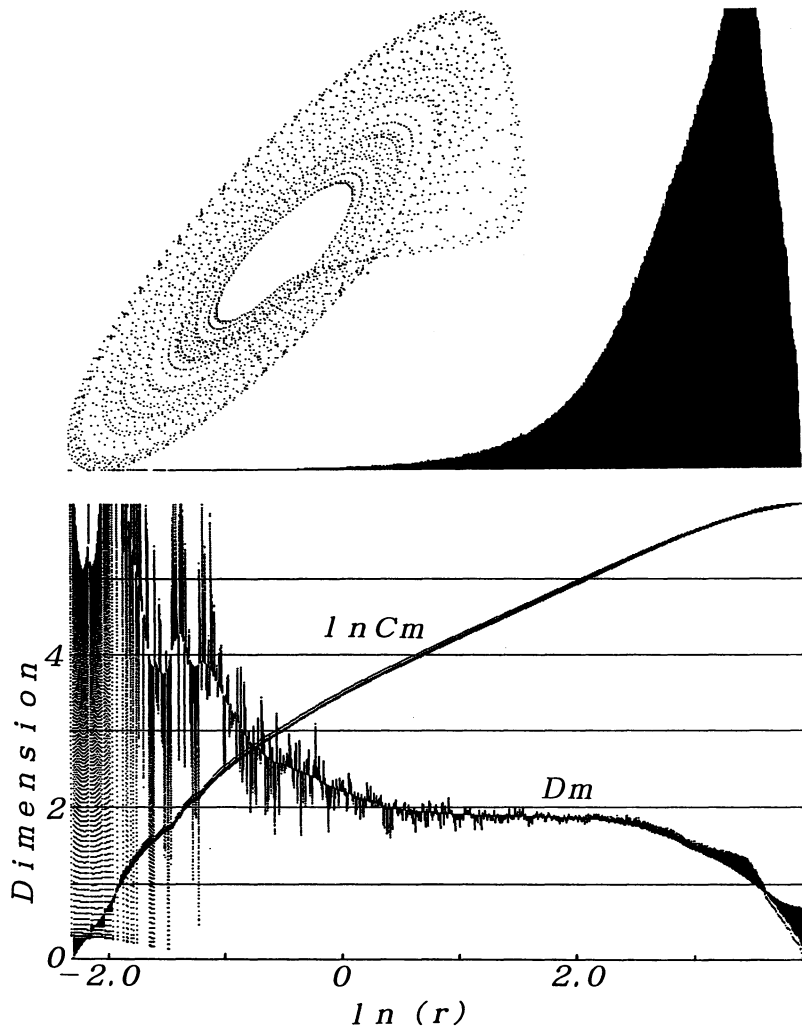


図4 レスラーアトラクターのフラクタル次元解析結果。($N=3000, m=5, \tau=5$)
 図の上部はディレイプロットでレスラーアトラクターがよく再構成されている。

構造を反映している。 D_m カーブの揺らぎは、最大エントロピー法によるスムージングの跡である。(C_m をエントロピーを求める際の確率分布になぞらえて、これを最大にまた最初の C_m 値との差を最小にするように C_m をスムージングしながらその差分値の D_m を求めていった跡である。) また r の小さな領域での D_m の大きな変動はペア数が小さいことによる統計変動である。

以上のように精度の確認されたフラクタル次元解析法をカオスアトラクターを持つ数学モデルに適用し、特にノイズの影響などについて計算機実験を行った。図4は有名なレスラーモデルの本質的に連続な1次元成分3000点のデータについての解析結果である。図4上部のディレイプロットで明らかなように1次元成分を5次元位相空間 ($m=5, \tau=5$) に埋め込むことによって、もとのアトラクター構造がうまく再構成されていることがわかる。図4のように D_m は1.9次元付近に明瞭な一定値を持つが、元の1次元データに平均の値で5%を越える指数乱数を全データに加えるとたちまち D_m のフラットネスは消え去りカオス性を失うこととなる。図5は5%のノイズをレスラーモデルに加えた結果である。埋め込み次元 m は11次元、 τ は5

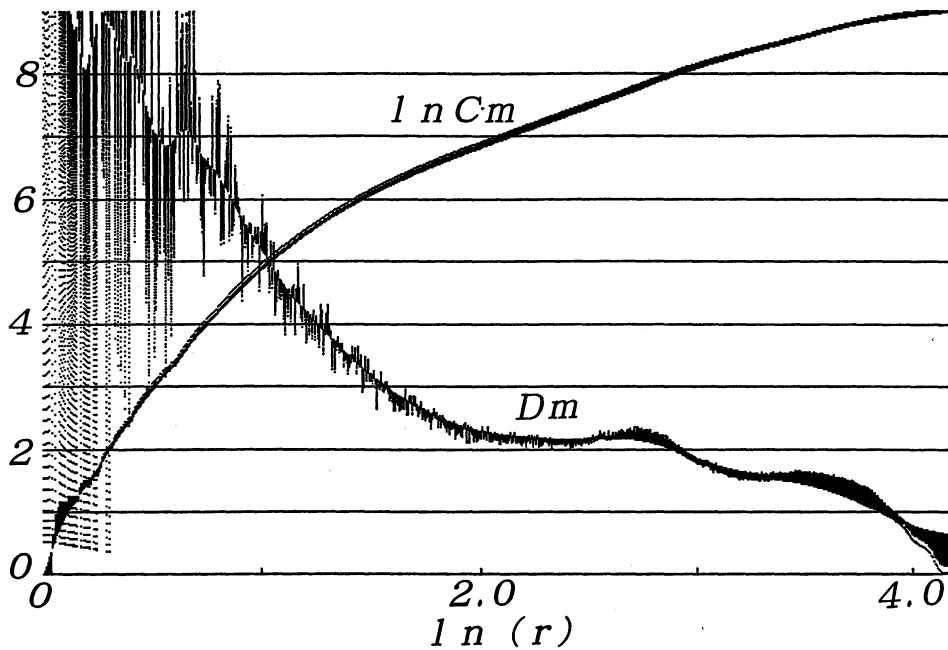


図5 レスラーアトラクターに指数乱数を5%加えた場合の解析結果。
($N=3000$, $m=11$, $\tau=5$)

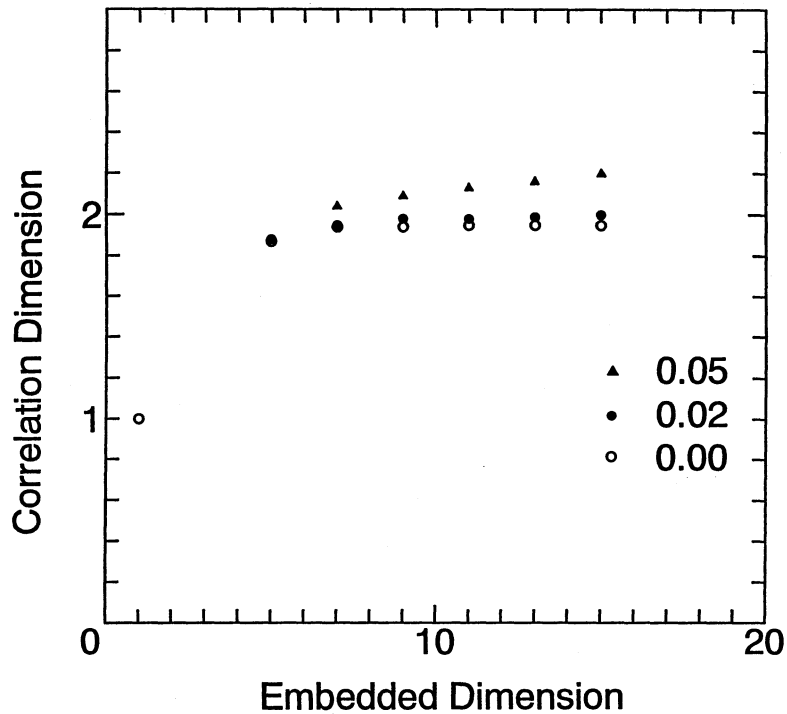


図6 レスラーアトラクターにノイズを加えた場合の埋め込み次元依存性。

にとっている。

図6は、上記レスラーモデルの場合のフラクタル次元値の埋め込み次元依存性をみたものである。5%以内のノイズの混入に対しては大きな次元の変動はみられない。

レスラーモデルと同じように本質的に連続関数であるがカオスとは異なり周期成分の数に対

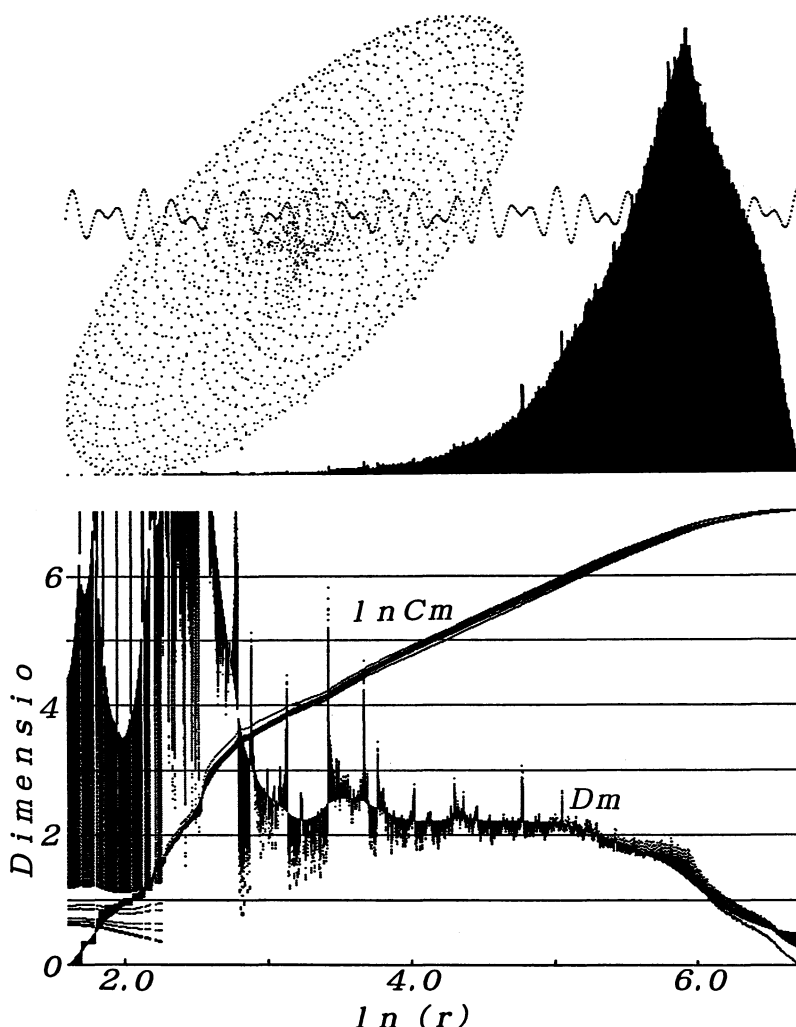


図7 \sin 合成関数 ($\sin(t) + \sin(\sqrt{2}t)$) の相関次元解析結果。
($N=2000$, $m=5$, $\tau=3$)

応ずる解析上の相関次元値の得られる例として, \sin の合成関数についても同様の計算機実験⁽⁵⁾を行った。図7は, ($\sin(t) + \sin(\sqrt{2}t)$) ($N=2000$) についての解析結果である。周期成分を変えて, ($\sin(t) + \sin(\sqrt{2}t) + \sin(\sqrt{3}t) + \sin(\sqrt{5}t)$) の4次元まで同様の解析を行ったが, 特に次元が高くなるほど1周期に含まれるデータ点数の取り方に対する相関次元値の依存性が大きい。いずれの次元でもほぼ妥当な相関次元を与えるデータ点数 (15点/周期) を採用したのが図7である。埋め込み次元 m はこの場合5次元で, τ は3である。しかしどのようにこの条件を変えても周期2成分では図のように, 2よりやや大きめの相関次元を与えることとなる。 τ や全体のデータ点数による依存性はみられず今のところこの理由は不明である。 τ の値は, 連続関数データでは3から m , 次に述べる離散データの場合には1が D_m のフラットネスを得るための適正值である。連続関数では τ を大きくとらないとアトラクターが位相空間中に十分広がらず, 次元構造が再構成されにくい。

(5) S. Ohara, I. Masaki and W. Unno, Science and Technology, Kinki Univ., No. 5, 59 (1992)

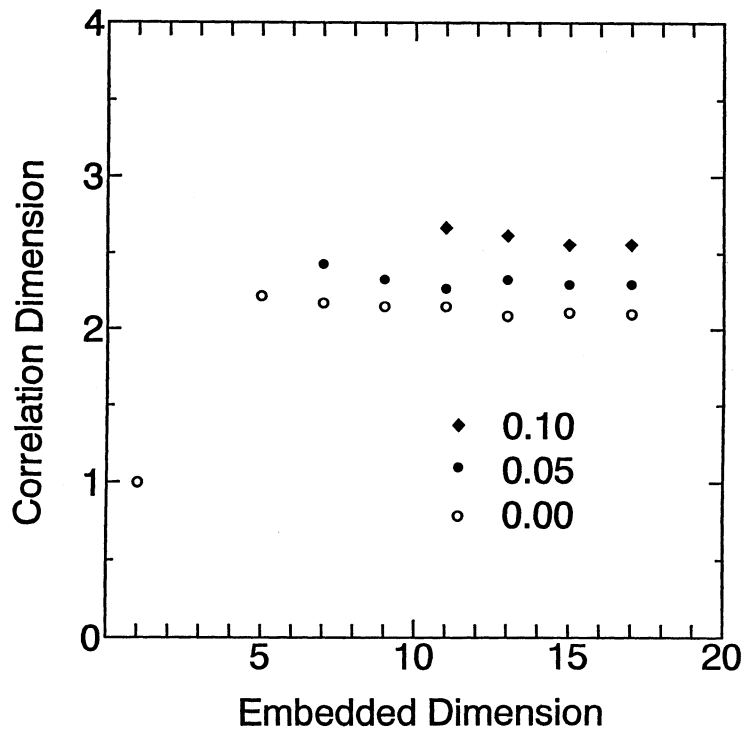


図8 \sin 合成関数 ($\sin(t) + \sin(\sqrt{2}t)$) の相関次元の埋め込み次元依存性。

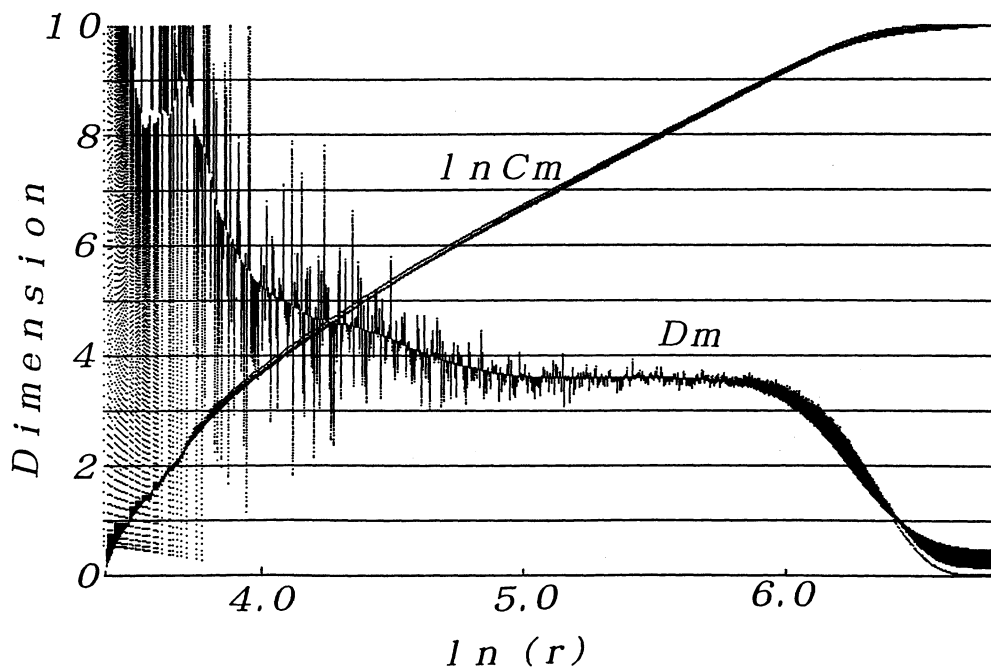


図9 標準写像 (15%の指数乱数ノイズを含む) のフラクタル次元解析結果。
($N=2000$, $m=9$, $\tau=1$)

2次元 \sin 波についての埋め込み次元依存性を図8に示す。 \sin 波の場合も5%を越えるノイズの混入に対しては、すべての埋め込み次元でフラットな D_m を与えることは困難である。ノイズの割合が増えるにつれて、相関次元値はやや増加するが埋め込み次元依存性はほとんど

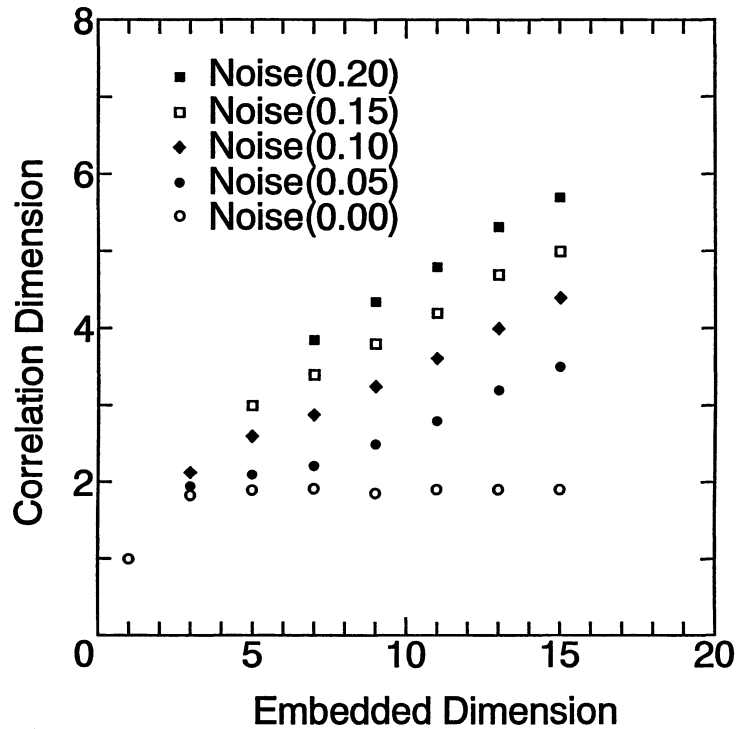


図10 ノイズを含む標準写像の埋め込み次元依存性。

みられない。

次に、本質的に不連続なデータ列を与えるカオスアトラクターモデルについても同様の実験を行った。代表例の標準写像は、式(4)の非線形2次元方程式で与えられる。

$$\begin{aligned} X_{n+1} &= X_n + Y_{n+1} \\ Y_{n+1} &= Y_n + K \times \sin X_n \end{aligned} \quad (4)$$

標準写像は振動電場中の荷電粒子のカオティックな運動の数学モデルである。ここでは、電場の強さを表す K の大きさを3にとって得られる X_n の1次元データ列について、指数乱数を加えながら先と同様の解析を行った。

データ点数2000, 指数乱数の割合15%, 埋め込み次元9次元 ($\tau=1$) の解析結果を図9に示す。15%という大きなノイズの混入でありながら D_m は明瞭なフラットネスを示している。図10に幾つかのノイズの割合に対する標準写像のフラクタル次元の埋め込み次元依存性を示す。

ノイズの割合が5%の場合には、一旦フラットになる傾向を示しながら高い埋め込み次元になるにつれ徐々にフラクタル次元は上昇する。ノイズの割合の増加とともに得られるフラクタル次元値は大きくなる。20%以上のノイズの混入に対しても特に高い埋め込み次元では適正に埋め込まれて D_m は明瞭なフラットネスを示す。いずれの場合もフラクタル次元値は埋め込み次元値の半分以下であり十分うまく埋め込まれて再構成された結果でありノイズの影響はカオス性を破壊するほどではないと考えられる。

同じく離散的なエノンマップやロジスティックマップの場合も傾きはやや異なるがほぼ同様

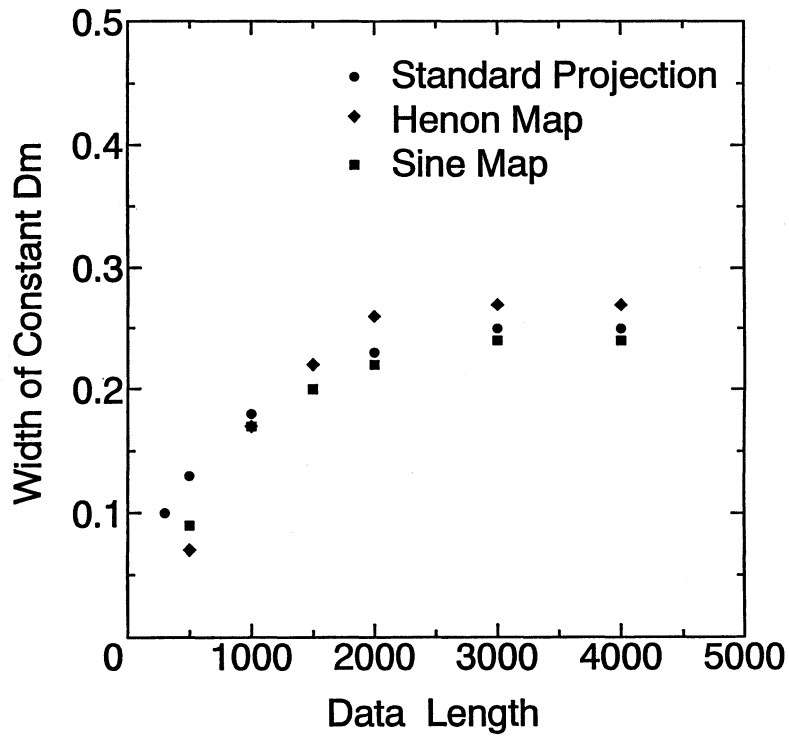


図11 D_m フラットネスの領域幅の全アトラクターサイズに対する相対的割合のデータ点数による変化。

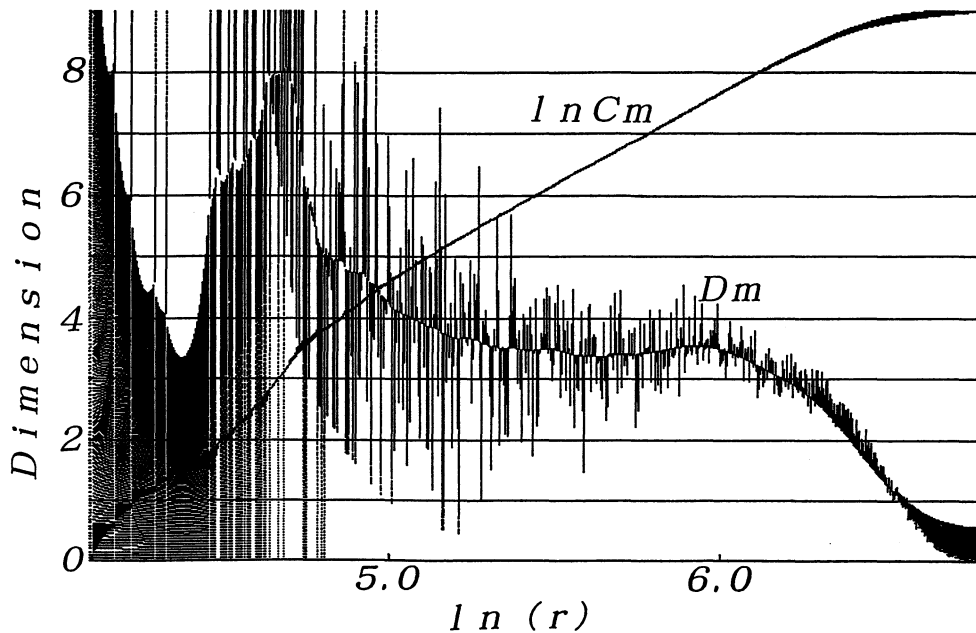


図12 標準写像 (15%の指数乱数ノイズを含む) のフラクタル次元解析結果。
($N=3000$, $m=9$, $\tau=1$)

の結果となる。総じて連続関数の場合より離散的アトラクターの場合の方がノイズの混入に対して強固にカオス性が保持されるものと考えられる。

フラクタル次元の決定精度は D_m のフラットネスの領域幅に依存する事になるが、これは一

応データ点数によることが予想される。標準写像, エノンマップ, \sin 波についてのデータ点数と \log スケールで得た D_m のフラットネスの幅の全アトラクターサイズに対する割合との関係を図11に示す。3000点以上ではフラットネスの幅は変わらず, 500点以下でも解析可能なフラットネスが得られることを示している。Eckmann-Ruelle⁽⁶⁾ の基準によるとデータ点数について式(5)の要請がある。

$$2 \log N > d \log(D/r) \quad (5)$$

ここで d はフラクタル次元を表わし D は全体のアトラクターサイズ, r はフラットネスの開始点を表す。図12にデータ点数300でノイズ15%の場合の標準写像の解析結果を示すが, $D/r < 2^8$ であり式(5)から d が4次元以下なら, $N > 2^8$ となり300点は十分なデータ点数となる。標準写像等離散的データの場合にはノイズの混入に対してここでの r の値の上昇は僅かであり, 一方連続関数の場合には r のノイズ依存性が大きく僅かなノイズで D_m のフラットネスが消える結果となる。

以上の結果から, 宇宙線到来時間間隔データ列のフラクタル次元解析に関しても, データ点数として300点以下でも十分であり従って20時間程度毎の到来宇宙線の特性的違いを議論することが可能であると判断される。

さて, 1次元データ列のカオス性の検証としてリアプノフ指数を求める方法がある。これは位相空間内での軌道間の距離の局所的発展率の平均の収束値を求めるもので, 一般に最大の発展率(最大リアプノフ指数)はカオスの場合には正の値をとるものとされている。

離散的データでしかもデータ点数が小さい場合には位相空間内での軌道の形成が困難であろうと推定されるので, 埋め込み次元は5次元にとり図13に示すように Wolf の方法に沿って, 基準軌道上の1ステップ毎に(図では $l=1$ として)発展率を求めその都度最隣接軌道を取り換えて計算を続ける方法を採用した。取り換えに際しては, 図中の角度 θ として $\pi/6$ 以内に存

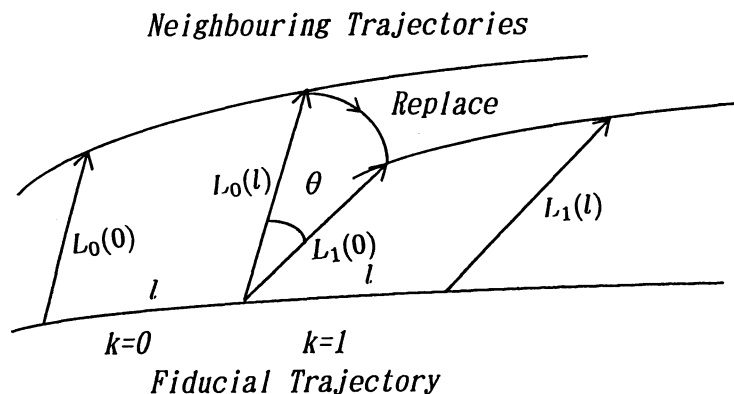


図13 最大リアプノフ指数を求める計算方式。 $l=1$ にとり発展率を求めてすぐ最隣接軌道を取り換える。

(6) J. Eckmann and D. Ruelle, Physica D56 (1992)

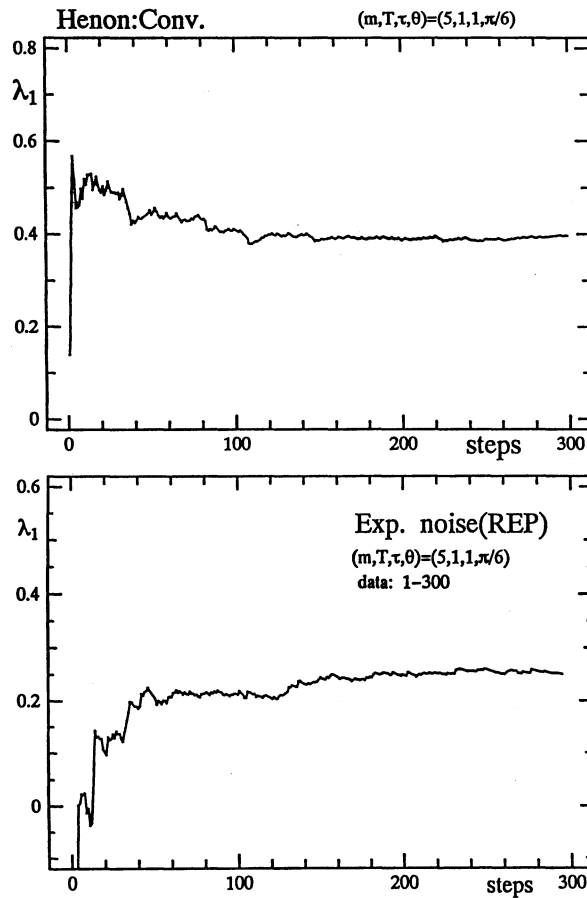


図14 エノンマップ（上）と指数乱数（下）のステップ毎の平均最大リアプノフ指数の収束の様子。いずれもデータ点数は300であるが十分な収束が見られる。

在する最隣接軌道上の点を選ぶこととした。最大リアプノフ指数は式(6)によって求められる。

$$\lambda_1 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N/l} \log \frac{L_k(l)}{L_k(0)} \quad (6)$$

図14にエノンマップと指数乱数各300データについての解析結果を示す。図のように300点の少数データでもはっきりした収束が得られ最大リアプノフ指数を求めることが可能なことを示している。さらにその収束値は正の値を持ち、人工的指数乱数の収束値との間に有意な差が見られる。指数乱数でも正の最大リアプノフ指数を持つことはデータ点数が少ないことや乱数自体が人工的、決定論的に作成されたものであり完全な乱数とはいえない、等の理由が考えられる。ただし300点程度のデータ数で完全な乱数が存在するかどうかは議論の余地がある。

第3章 宇宙線のカオス解析結果と考察

前章でその有効性が確認されたフラクタル次元を求める方法⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾と最大リアプノフ指数を求める

(7) S. Ohara, T. Kitamura, M. Chikawa, K. Tsuji, T. Konishi, I. Masaki and W. Unno, Scidnce and Technology, No. 7, 75 (1994)

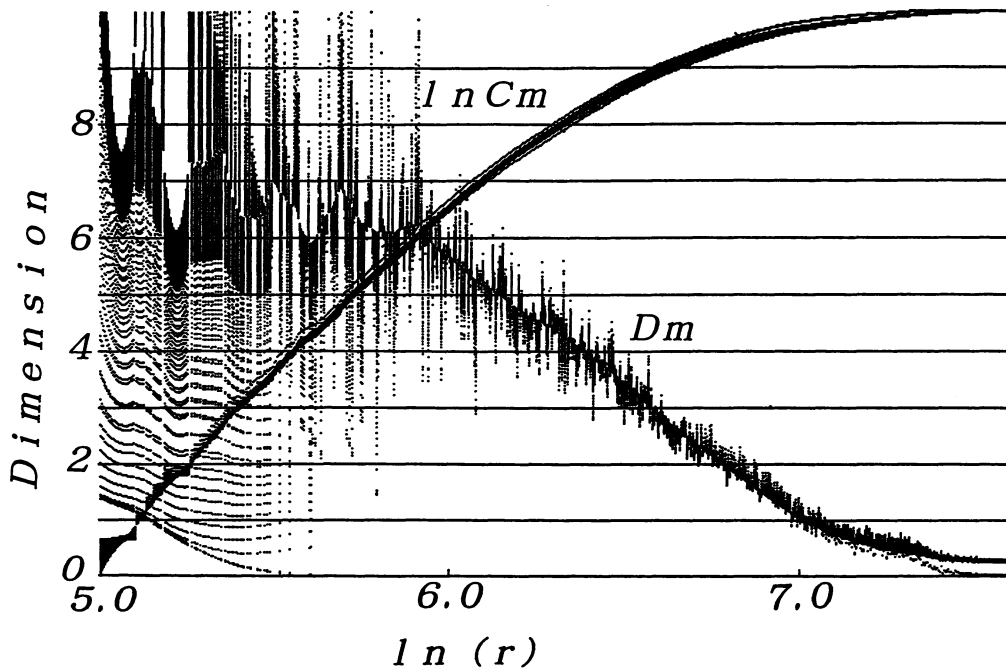


図15 宇宙線到来時間間隔データ列(約40万イベントを300イベントずつサンプリングした内の1例)の解析結果。99%の300 イベントがこのようにランダム性を示す。
($N=3000$, $m=9$, $\tau=1$)

方法を宇宙線空気シャワーの到来時間間隔データ列について適用した。⁽¹⁰⁾ 150 イベントずつずらしながら, 300 イベントのデータ列について前章の通りのフラクタル次元解析を行った。その結果約99%の区間で図15に示したようなランダムなデータ列であることを示すダイアグラムが得られた。 D_m にフラットネスは見られず傾きの外挿接点は埋め込み次元の9次元にほぼ一致する。これはランダムデータ列の特徴である。

しかし残りの約1%の区間で図16に示すように D_m のカーブに明瞭なフラットネスが得られた。ただし D_m のフラットネスのレベルが埋め込み次元の半分以上となる場合にはノイズ性が高いものとして対象から除外した。これらがカオスとノイズの臨界のデータ列といえるかもしれない。図16はそれぞれ1991年9月19日と1994年2月7日の300 イベントのデータである。このように明瞭な D_m のフラットネスは, 2000回作成し解析した人工指数乱数では得られず, 単純な偶然によるものでないことは明らかである。

低次元のフラクタル次元の得られる300点の宇宙線到来時間間隔データについて, 指数分布から有意に外れていないことを Smirnov-Cramer-Von Mises のテストによって確認した。⁽⁹⁾

(8) S. Ohara, T. Kitamura, M. Chikawa, W. Unno, K. Tsuji, T. Konishi and I. Masaki, Proc. 8th Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions (Tokyo) 628 (1994)

(9) T. Kitamura, S. Ohara, T. Konishi, K. Tsuji, M. Chikawa, W. Unno, I. Masaki, Y. Kato and K. Urata, Astro Particle Physics, To be published.

(10) S. Ohara, K. Urata, I. Masaki, T. Konishi, W. Unno, T. Kitamura, Abs. 15th Int. Conference on Atomic Physics. ThL11 (1996)

離散的宇宙線データ列の局所カオス解析

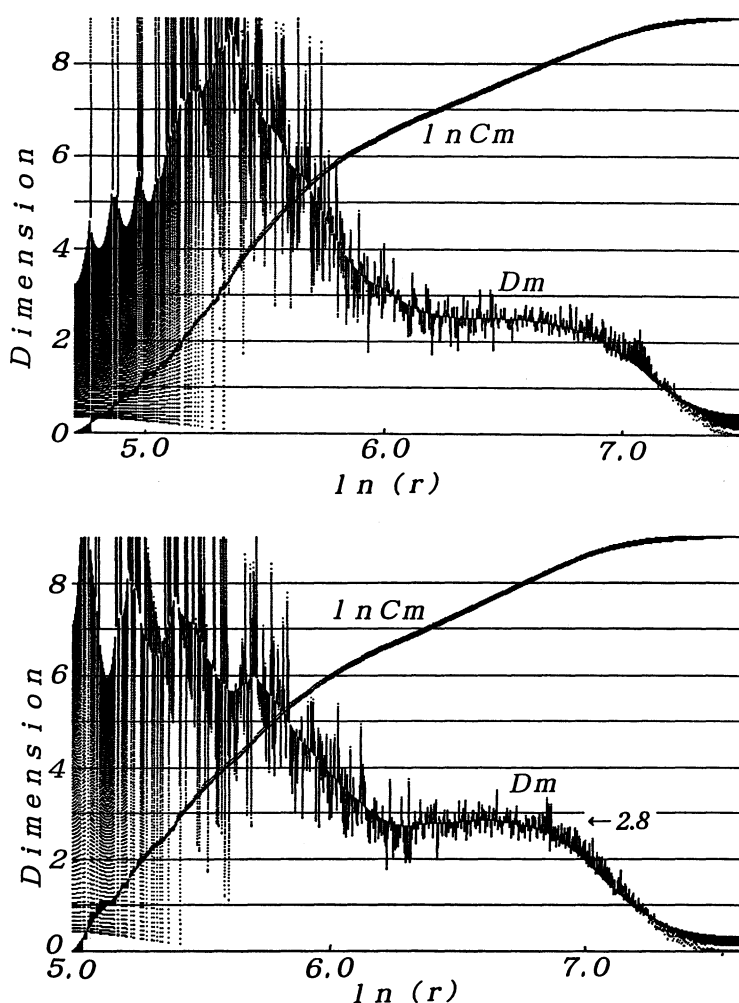


図16 カオス性を示す宇宙線到来時間間隔データ列の解析結果。
 1991年9月19日
 (上) 1994年2月7日 (下) ($N=3000, m=9, \tau=1$)

さらに同じデータ列について値はそのまま順序をランダムに振るあるいは、256点についてフーリエ変換後の位相成分のみをランダム化してから逆変換したデータ (surrogate data) について同じ解析をすると図17に示すように図15のランダムな場合と同じダイアグラムとなりフラットネスが消滅する。このことは元の宇宙線データがカラーノイズでもないことを示している。⁽¹¹⁾

パワースペクトルが $1/f^3$ に比例するように人工的に作成したカラーノイズでは、上記の surrogate data を作って解析しても D_m のフラットネスが消滅しないことを確認している。ただしいわゆる f^α ノイズの α 値とフラクタル次元値との相関関数については今後さらに検討が必要である⁽¹¹⁾と考える。

さて宇宙線データが局所的に純粹のノイズではない場合があることが明らかとなったが埋め

(11) J. Theiler, Phys. Lett. A, 155 (8, 9), 480 (1991)

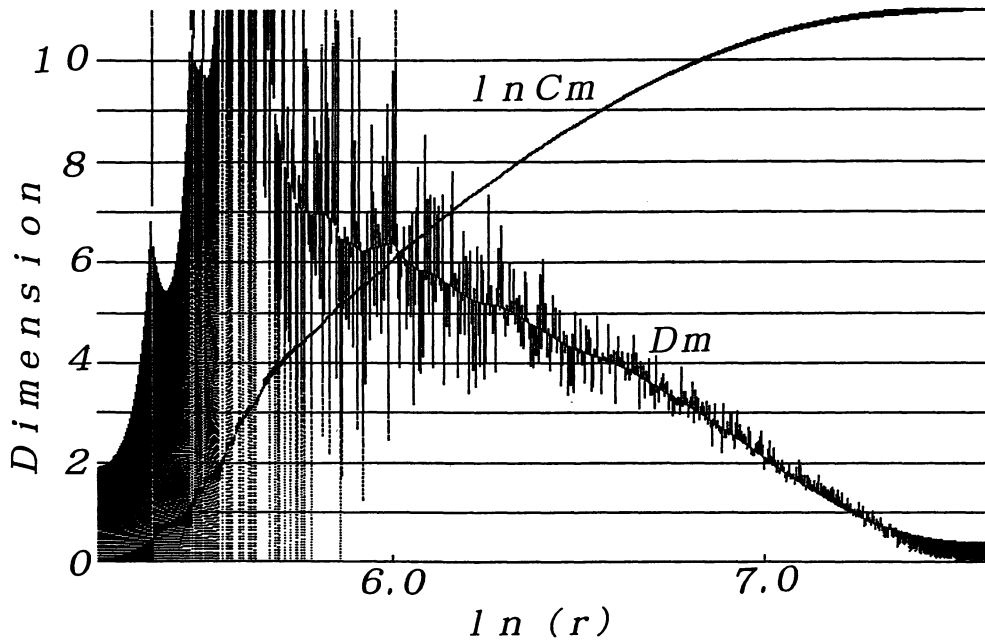


図17 1994年2月7日データの surrogate data テスト結果。 ($N=300, m=9, \tau=1$)
 D_m カーブはランダムな場合と同様となる。

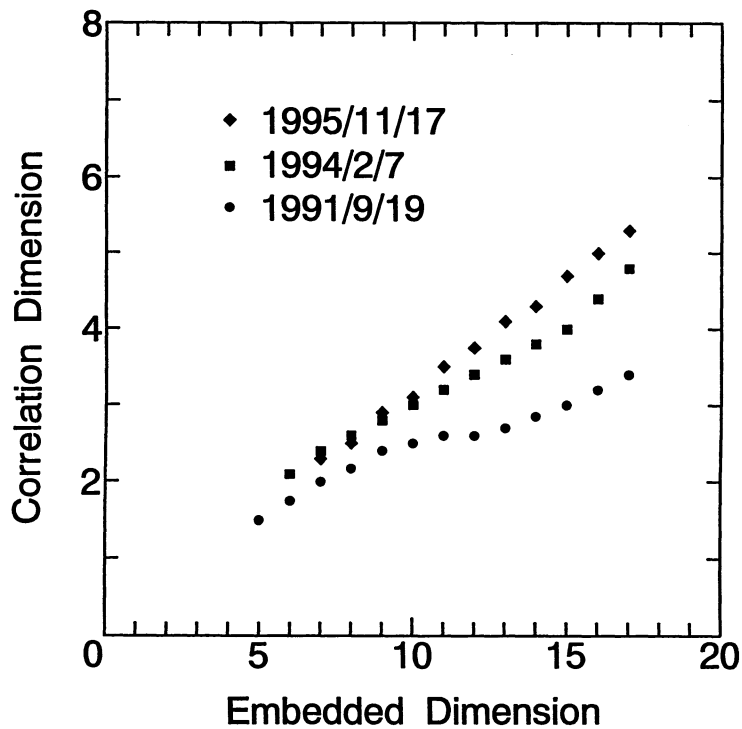


図18 カオス性を示す宇宙線到来時間間隔データ列の埋め込み次元依存性。

埋め込み次元依存性を確かめると図18に示すように、特に高次元で顕著な依存性を示し少なくとも典型的カオスとはいいいにくい結果である。しかしフラクタル次元値は埋め込み次元の半分以下でありまた例えば1991年9月19日のデータ(300点)の場合には埋め込み次元10次元付近で一定

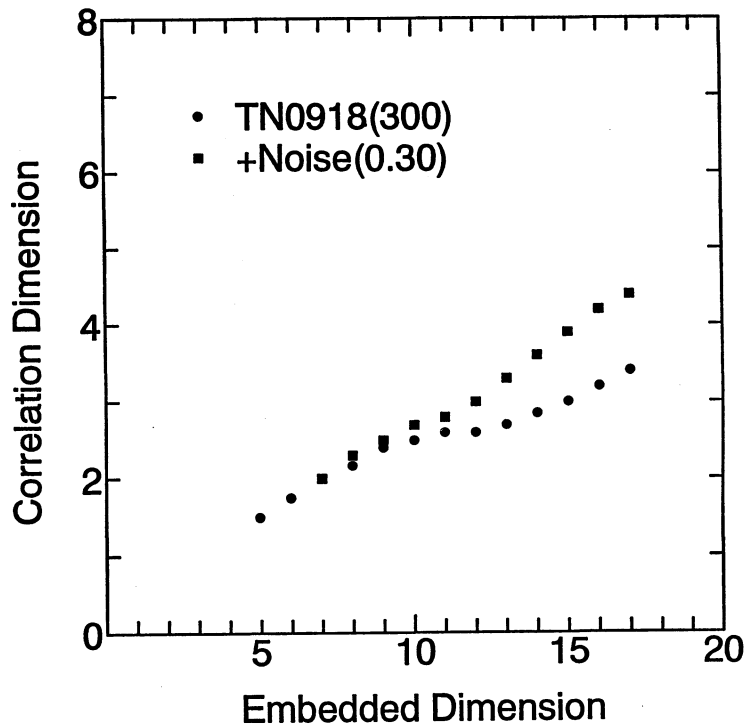


図19 埋め込み次元依存性のノイズ付加による変化。

になる傾向を示すなど、図10に示した標準写像の場合の5%ノイズのデータと類似の振る舞いを示すことから、この埋め込み次元依存性は主としてノイズの混入によるものと推測される。現に9月19日のデータに30%の指数乱数を加えると図19に示すように10次元付近のプラトーが消滅する。

この依存性は、標準写像その他の数学モデルの離散的データの場合ほど大きくはないが、ノイズに対する許容性は同様に大きく基本的に連続関数のデータとは異なる性格を持っている。このことはフーリエ解析結果でも明らかで、図20に示すようにパワースペクトルは基本的に周期性は示さず連続分布に僅かに準周期ピークが重なった不整合カオスの性格を持つものと考えられる。⁽¹²⁾

ノイズを含むことによって埋め込み次元依存性を示すようになってもカオス性を失わないことの証明として前章で述べた最大リアプノフ指数を宇宙線データについて求めた。図21は1991年9月19日のフラクタル次元の得られる300イベントと、フラクタル次元解析上ランダムと判断できる300イベントの最大リアプノフ指数の収束値を比較したものである。前章のカオスモデルの離散的データの場合と同じく有意な差が見られた。さらに1991年9月19日付近のデータについては図22に示すようにフラクタル次元が系統的に変化する傾向が見られる。この場合の埋め込み次元値は9次元であり、得られるフラクタル次元値はノイズの混入の影響をほとんど受けないことを確かめている。従ってこの次元の系統的変化はノイズの割合の変化によるもの

(12) S. Shobu, T. Ose and H. Mori, Progress of Theoretical Physics, Vol. 71, No. 3, 458 (1984)

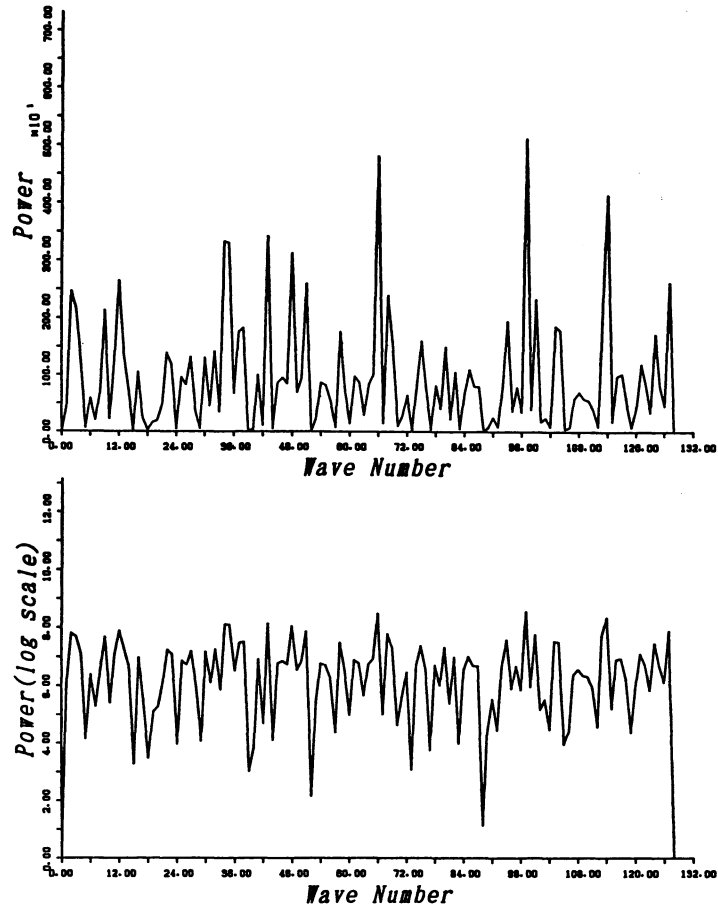


図20 カオス性を示す宇宙線到来時間間隔データ列 (1994年2月7日, 256イベント) のフーリエ解析パワースペクトル。リニアスケール (上), log スケール (下)

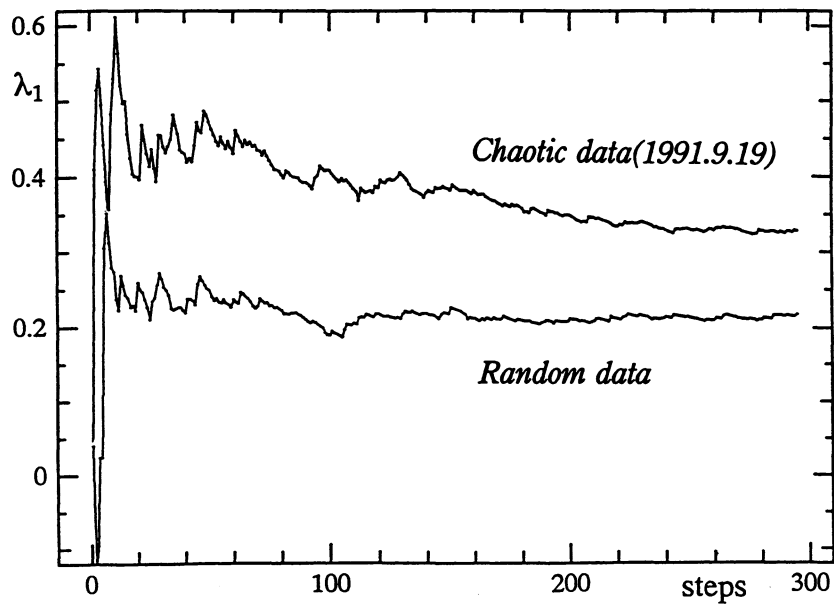


図21 カオス性を示す宇宙線到来時間間隔データ列 (1994年2月7日, 300イベント) とランダム性を示すデータ列の最大リアプノフ指数の収束の様子の比較。

離散的宇宙線データ列の局所カオス解析

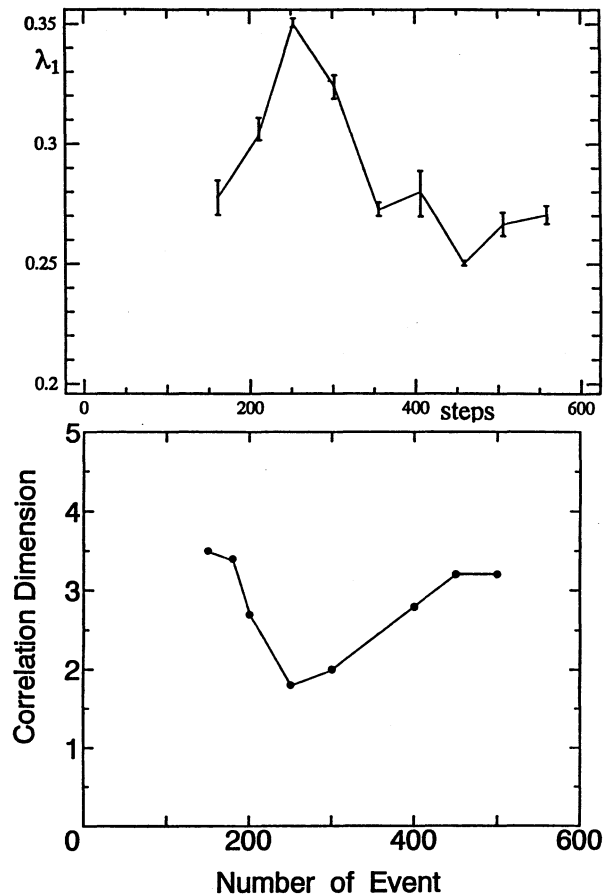


図22 フラクタル次元値の系統的変化(下)にコンシステントに変化する最大リアプノフ指数(上)。

ではなくフラクタル次元そのものが相対的に変化しているためと判断できる。そしてこの系統的变化にコンシステントに対応して最大リアプノフ指数が変化する。このような系統的变化は偶然には起こり得ないと考えられる。

次に前述の宇宙線データ中のノイズはどのような形態で混入しているか検討してみたい。1994年2月7日の300イベントについて時間間隔の400秒までをランダムと交換しても図23に示すように D_m のフラットネスは消滅しない。このことから全体のカオスを決定しているのは到来時間間隔の大きな揺らぎであって小さな変動ではないことが分かる。

また、同じデータについて始めから30データずつ個別に平均値を変えないで指数乱数と交換することを20回ずつ繰り返しその都度 D_m のフラットネスの現れる頻度を求めてプロットすると図24の結果となり2つの下向きのピークが見出された。これらのピーク付近のデータを同数のランダム列に変換すると全データの D_m のフラットネスを消滅させ易くなり、逆にいえばこの付近のデータがそれ以外のデータよりも有効に全体のカオス性を決定づけていることが分かる。ただしこのピークの部分の100~150データのみを解析しても得られるフラクタル次元値に全体のフラクタル次元値との大きな違いはなく、1991年9月19日のようなフラクタル次元値の

系統的变化とは今のところ異なる現象と考えられる。

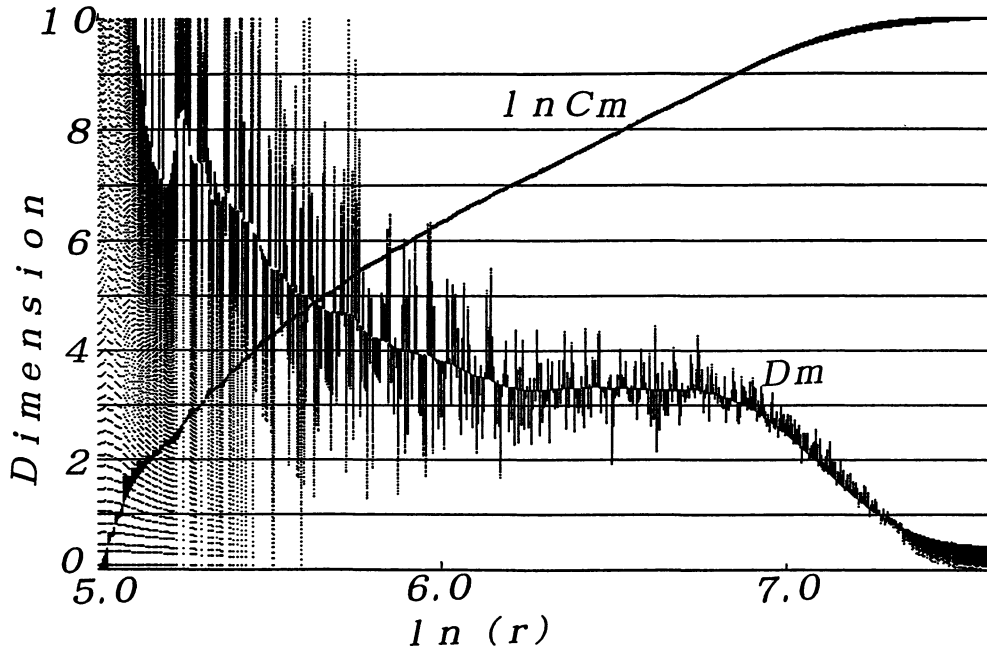


図23 カオス性を示す宇宙線到来時間間隔データ列（1994年2月7日）の時間間隔 400 秒以下のデータを平均値の同じ指数乱数に変換した新たなデータ列のフラクタル次元解析結果。（ $N=300$, $m=9$, $\tau=1$ ）

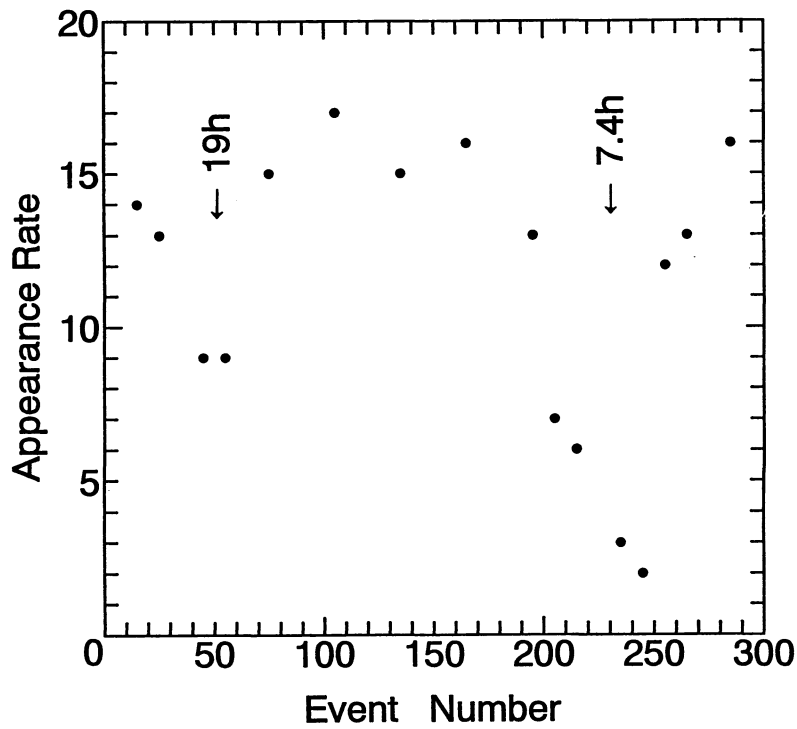


図24 カオス性を示す宇宙線到来時間間隔データ列（1994年2月7日）の部分的 30データを指数乱数に変換した場合（20回の繰り返し）のフラットな D_m の出現率の変化。2つのピークはそれぞれ異なる赤経方向に対応する。

第4章 お わ り に

標準写像のような本質的に離散的なデータとレスラーモデルのような本質的に連続的なデータとのカオス性の違いが系統的な解析の結果明らかとなった。特にノイズに対する堅牢性では離散的データが優れており、これは離散のカオス時系列の特性であると考えられる。

またこのことから本質的に離散的である宇宙線データについても地球への到来過程で当然予想されるノイズの混入に対してその堅牢性故にカオス性を保持できる場合があり、それが局所的カオスとして観測されたと解釈できる。宇宙線の観測は地球の自転に伴って天球上を走査するもので図24の2つのピークは特定の赤経に対応しており、20 h および 5 h 付近はわれわれの銀河の方向である。これから推察できることは、ある方向からの一連の宇宙線が主として全体のカオス性を担っており、他の方向からの宇宙線が主としてノイズに寄与していると考えられる。

即ち発生源をほぼ同じくする複数の宇宙線が発生過程あるいは加速過程を通じて空間系列的にカオスとなり、その後多少の揺動を受けながらもほぼカオス系列を保ちながら地球に到来したものと考えられる。従って、カオス宇宙線の発生源は太陽系とさほど遠くではないのではないかと推察される。またカオス宇宙線が到来以前に空間的カオス構造を備えていると考えれば、例えば大阪の近畿大学と奈良の奈良産業大学のように 10 km 以上離れた地点での観測データについてほぼ同時期にカオスデータ列が観測される可能性もあり、そのようなデータが積み重ねられれば新たな宇宙線像の構築が期待される。

宇宙線到来時間間隔のデータ列を例として本論で確かめられた離散的データに対するカオス解析の方法は環境計測データなど他の不規則で離散的な観測データにも適用可能でありカオス解析によるカオスデータ列の同定と他の観測物理量との間に何らかの相関が得られれば、カオス発生ダイナミックスもさらに明瞭になるものと思われる。

謝 辞

カオス解析および宇宙線データの扱いについて、種々のご指導を戴いた近畿大学理工学総合研究所の海野和三郎先生と北村 崇先生並びに近畿大学宇宙線観測グループの諸先生に謝意を表します。