

非平衡揺らぎを利用したデザイン開発技法

石割 伸一

富山県工業技術センター 生活工学研究所 製品科学課

柄デザインを非平衡揺らぎの中からつくり出す技法を提案する。この技法のなかで、1次元的な強制振動の物理系を、一般性を失わずに擬2次元的に拡張するコンピュータ上のアルゴリズムを提案している。このアルゴリズムに依れば、このような拡張をおこなっても、外部からのエネルギー流入と内部の自律的振動との間のバランスを熱散逸を介してとることができる。これにより、揺らぎの値の発散を防ぐことができ、擬2次元的な非平衡揺らぎが得られる。この2次元的な揺らぎをデザインに活用する。

Development of a new method of making patterns from quasi-two dimensional fluctuations which appear in non-equilibrium system.

Shin-ichi ishiwari

Toyama Industrial Tecnology Center Human Life Tecnology Research Institute

In computer system, I propouse a new methd of making patterns from quasi-two dimensional fluctuations. In this methd, I show an algorithm which makes the system to be able to have a two dimensional property imitated after each of one dimentional and dissipative oscillators under outer compulsion.

In this system, I will be able to show quasi-two dimensional fluctuations which brought from a steady balance between inflow of outer energy under compulsion and dissipation of one of inner vibration. I intend to make these quasi-two dimensional fluctuations to be transformed in to patterns on planes.

緒言

近年、化学や、物理学の分野で非平衡系の自己組織化に関する研究が注目され、非平衡性が一種の“生命”に似た組織の出現を促すことが、一般に知られるようになってきた。¹⁾

自己組織化とは、非平衡性の中で、熱散逸、物質散逸を通してある機能を持つ組織を自発的に維持しているシステムのことである。これらのシステムがある条件で安定であると言うことは、この組織は自らの内的な秩序と外部環境の外乱に対して何とかバランスをとっているからだといえる。

このような時、秩序性をしめる部分は、何らかの内的なメカニズムを持っている。これは、外界からの強制的な外乱に対し、若干の不規則性を示す。また、これによって、全体の組織を維持するような仕組みをもっている。

人間をはじめあらゆる生命は、環境に順応し、自らのこうありたいという内的な秩序にたいして、外部の環境からの圧力との間を、うまくバランスをとりながら生きている。その過程で、規則性の中に若干の揺らぎを生じている。

このようなことから、快適揺らぎの近似的ルールをこのような、非平衡的な秩序状態を模した計算機上のプログラム手続きの枠のなかで探すことを考えた。そして、このような探索を通して、非平衡

性と言う観点からのデザイン開発の新しい考え方や方法論を提案できないかと考えた。本研究では、このような研究目標の最初の段階として、非平衡性の擬2次元化の手法を提案することにする。

本研究の目的と考え方

本研究では、良いデザインのもつ非平衡性の条件を科学的に解明しようとするのが、直接の目的ではない。また、この非平衡性というような考え方がすべての良いデザインに当てはまるとは考えていない。ここでは、ある非平衡性を持つ微分方程式の解法を手本にして、コンピュータ上で非平衡的な処理手続きの枠組みとしてのアルゴリズムを提案する。そして、この枠組みの中からデザインを発想する新しい手法をしめすことが目的である。これにより、将来的に一般的な“非平衡的な”デザインをこの枠組みで解釈したり、この枠組みの中の発想から、新しいデザインを創造することができるようにすることを目指す。

そのため、最も簡単なプログラムの枠組みとして、強制振動に関連する計算法を応用した発散を伴わない安定なものを考案した。これ以外の枠組みを採用するやり方も当然あるはずである。いま提案する枠組みは、内的なリズムと外界からの強制的環境との間に、熱散逸構造を設けて、両者のあいだに折り合いをつけるような性質をルンゲクッタ法による計算手続きのなかで実現するものである。

そして、平面的な柄デザイン開発に応用するために、1次元強制振動系の持っている発散しないという性質を少なくとも計算機上の計算課程で損なわずに、これを擬2次元的に拡張する方法を開発した。このように、2次元的な構造があり、発散しないという条件を持つことが、枠組みとなる非平衡系のもつ性質として重要であると考えた。そして、将来的には、このような計算手法による解のなかで、デザインを解釈したり、良いデザインを探すことを目的にしている。このように、この枠組みの上に積み重ねられる今後の研究の主眼は、良いデザインの持っている非平衡性の条件を探求するものである。

手本とする1次元強制振動の基本性質

式1のような、時間 t と変位 u との間の1次元の強制振動の方程式は、振動という内的なメカニズムを持っていて、外界からの強制的な外乱に対し摩擦係に基づく熱的散逸をともない、若干の不規則性を示して、全体のシステムを維持するような仕組みをもっている。

$$d^2u/dt^2 + c_1 \cdot du/dt + f(u) = g(t) \quad \text{式 1}$$

$f(u)$ は、 u に対する任意の井戸型ポテンシャル

c_1 は、正の定数 $g(t)$ は任意であるが、便宜的に固有振動数に近い
周波数をもつ周期的関数を考えている

散逸のある強制振動として知られているこの形式をもつ方程式は、時間 t という1次元の変数のもとで、初期値や、過去の解との関係に強く依存していて、その結果、それらの条件の数値に依存して、多様な振る舞いをする。ここで、ポテンシャル項と慣性項は、振動に関する項で、内部的な振動を示す項である、強制項と散逸項とののは、それぞれ、外部からのエネルギー注入効果と、バランスを取り、発散を防ぐためのものであり、これらが、合わさって多様な揺らぎがうまれる。この方程式の指し示す方程式には、カオス的な揺らぎが存在するダフィンの方程式もその中にふくまれる。²⁾

この方程式の形式は、箱形のポテンシャルと零でない散逸項をもつものすべてを指している。それらの方程式は、それぞれ、内容豊かな解を持つものであるが、この形式の方程式の示す解は、どのような初期値から出発しても、またどのような外部からのエネルギー注入によっても、その時点その時点において散逸項とのバランスがうまく保たれて、計算を進める度にどこまでも値が大きくなっていくこと（発散）がない。たとえ、振動をもたらしすポテンシャルが、強い非線形性を持って、ポテンシャルが箱形で連続なポテンシャルであれば発散は起こらないという非常に安定な性質をもっている。

また、この方程式の持っている重要な性質は、必ず最初の状態から解いていかなければならないことである。つまり将来の状態は現在の状態のみから一方的にきまるということである。これは、暗に、将来の状況が現在に影響を与えることがないことを示している。

擬2次元化

擬2次元化の手法は、次のようなM個の強制振動子の運動を4次のルンゲクッタ法により、近似的に解くような手続きから成っている。このアルゴリズムの内容を紹介するために物理的なモデルを使って説明する。

式1のような1次元的な強制振動子を縦方向（座標軸 s 軸方向）に1列に並べて、それらに順に、 $S_1, S_2, S_3, \dots, S_M$ と名前を与える。これらの振動子群の運動の解を解いていくときは、必ず S_1 から順にといて $S_2, S_3, \dots, S_M, S_{M+1}, \dots, S_M$ の順でといていく。これらの振動子 $S_1, S_2, S_3, \dots$ は、単に縦方向に並べてだけであるならば、1次元的な強制振動子はそれぞれ独立であるので、隣の振動子からの影響を受けない。しかし、式1で示されるような S_{m+1} の振動子が、 $t_n \leq t \leq t_{n+1}$ の範囲で、付加的に、次の量の影響を受けるとする。

$$+ u_{m+1}^{(m+1, n)} + c_1 \cdot u_m^{(m+1, n)} \quad \text{式2}$$

ただし、式2の $u_{m+1}^{(m+1, n)}, u_m^{(m+1, n)}$ はこの範囲で定数である。この上付き文字である $(m+1, n)$ は、これらの値が $m+1$ 番目の振動子 S_{m+1} における時間 t_n に関係していることを示している。後に示すように、これらの値は、 $t = t_n$ のときの振動子 S_m の解などを使って決めてゆく値である。このように、振動子 S_m は、振動子 S_{m+1} に影響をあたえるが、逆に振動子 S_{m+1} は、振動子 S_m に影響をあたえないと考える。これは、式1について、先ほど指摘した、将来の結果には現在の影響が及ぶが、未来の結果は現在に影響を与えないという考え方と符号している。

このような考え方のため、これらの振動子群は S_1 から順にといて $S_2, S_3, \dots, S_M$ の順にといていかなければならない。

振動子 S_{m+1} の $t_n \leq t \leq t_{n+1}$ の区間でのこれらの関係を微分方程式でかくと、式1に式2を加えた次のような式3となる。

$$\begin{aligned} d^2 u / dt^2 + c_1 \cdot du / dt + f(u) \\ + u_{m+1}^{(m+1, n)} + c_1 \cdot u_m^{(m+1, n)} \\ = g^{(m+1)}(t) \end{aligned} \quad \text{式 3}$$

$u_{..}^{(m+1, n)}, u_{.}^{(m+1, n)}$ は、振動子 S_m の計算結果を利用して決める定数。

また、横方向 (t 軸方向) に時間をとり、問題とする区間の時間の長さ $t_{..n}$ とする。十分大きな N を考えてこれで N 等分すると、時間変化の刻みを Δt として $\Delta t = t_{..n}/N$ となる。また、 $t_n = t_1 + \Delta t \cdot (n-1)$ となる。(ただし n 整数、 $N \geq n \geq 1$ とする。) 総数 M 個の振動子を考え合わせると、このような $N \cdot M$ 個の地点で、ルンゲクッタ法などを用いて式 3 に現れる u の値を求める。このとき式 3 で必要となる定数 $u_{..}^{(m+1, n)}, u_{.}^{(m+1, n)}$ を、一つ手前の振動子 S_m の計算の後に求めておく。特に、振動子 S_1 のときは初期値として、与えておく必要がある。

通常、このような影響項を加える計算を繰り返すと、過去の影響が累積して、 m, n の増加につれて、 $u, du/dt, d^2u/dt^2$ などが、発散してしまう。

しかし、振動子 S_m と振動子 S_{m+1} との関係を次のように決めると、このような操作を計算機上で繰り返しても発散しない計算を行うことができる。振動子 S_m について、 t に関する $N-1$ 回のルンゲクッタ計算が終了した後に、振動子 S_{m+1} の計算に必要なパラメータ $u_{..}^{(m+1, n)}, u_{.}^{(m+1, n)}$ を決めるため、式 4 のような方程式を考える。

式 4 は、変数 s にたいする微分方程式であるが、式 3 の t を s に置き換え、また、式 3 の s を t に置き換えたような形をしている。この置き換えを行うために、振動子 $S_1, \dots, S_m, \dots$ に時間軸 t に垂直な座標軸 s の値を割り振る必要がある。この値を等間隔に割り振ることにして、その間隔をある任意の微少量 Δs とする。すると、振動子 S_1 の s 軸上の座標値を s_1 とし、振動子 S_m の s 軸上の座標値を s_m とすると、 $s_m = s_1 + \Delta s \cdot (m-1)$ と書ける。座標 $s = s_m$ の地点におかれた、この式を $t = t_n$ のときの、 $s_m \leq s \leq s_{m+1}$ の区間において、 $s = s_m$ を中心にして、 s についての 4 次のルンゲクッタ法による計算を行う。そして、ある微少量 Δs だけ先の $s = s_{m+1}$ の解をもとめる。この解から $t = t_n, s = s_{m+1}$ の地点の $u, du/ds$ がもとまり、式 4 から、 d^2u/ds^2 の値を求めることができる。そして、この値をそれぞれ式 3 で用いるところの $u_{..}^{(m+1, n)}, u_{.}^{(m+1, n)}$ とする。

この式 4 を使った計算は、 t 軸方向の N 個の格子点である $t = t_n$ 上で S 軸の正方向に行く。

$$\begin{aligned} d^2u/ds^2 + c_1 \cdot du/ds + f(u) \\ + u_{tt}^{(n, m)} + c_1 \cdot u_t^{(n, m)} \\ = g'^{(n)}(s) \quad (\text{振動子 } S_m \text{ と振動子 } S_{m+1} \text{ との関係を示す}) \quad \text{式 4} \end{aligned}$$

$u_{tt}^{(n, m)}, u_t^{(n, m)}$ は、定数である。

関数 $g'^{(n)}(s)$ は、式 3 に現れる関数型 $g^{(m)}(t_n)$ を m, n の関数として見て m と n を入れ替え、 m を s に換算して s について連続とする関数。

この式 4 をルンゲクッタ法で解くためには、 $s = s_m, t = t_n$ のそれぞれ N 個の地点 (n 整数、 $N \geq n \geq 1$) における $u, du/ds$ のほか $u_{tt}^{(n, m)}, u_t^{(n, m)}$ の値を与えなければならない。

これらの値は式 3 を用いて計算した振動子 S_m の $t = t_n, s = s_m$ のときの u の値を、式 4 で使用する $t = t_n, s = s_m$ のときの u の値に等しいとする。また、この時に式 3 で使用した $u_{.}^{(n, m)}$ の値を式 4 におけるこのときの du/ds に等しいとする。さらに、このときに計算した式 3 における $s =$

$s_m, t=t_n$ の地点での $du/dt, d^2u/dt^2$ の値を それぞれ式4の $u_{t^{(n,m)}}$ の, $u_{tt^{(n,m)}}$ に等しいとする。

式4の方程式は、振動子間の関係を示すもので、次のように s に対する2階常微分方程式になっている。この方程式を振動子 S_m において、 $s=s_m, t=t_n$ の地点で、この式を解いて Δs だけ先の解をもとめる。この解から $s=s_{m+1}$ の地点の $u, du/ds$ がもとり、式4から、 d^2u/ds^2 の値を求めることができる。この計算は、 t 軸方向に、 $n=1, \sim, N$ まで $N-1$ 回行う。

この方法では、 u の値も求まるがこの値を使用せず、先に述べたように $du/ds, d^2u/ds^2$ の値をそれぞれ、振動 S_{m+1} の式3に現れる $u_{s^{(n,m+1)}}, u_{ss^{(n,m+1)}}$ として使用する。

このような構成法を用いた 式3の方程式群は、その s 方向の列に対しても、非平衡的な振る舞いを行い、このような手順で行われる計算機による計算の結果、 $f(u)$ が u に対して井戸型である限り、 t 方向および s 方向の進展に対しても、散逸項とうまくバランスがとれて、発散しないようである。しかし、この作り方を見ても明らかなように t と s は完全には等方的ではない。

結論

1. 擬2次元的な振る舞いをし、途中で発散しない非平衡揺らぎの構成法が得られた。

しかし、この性質は、現在のところ実験によってのみ認められる。

デザインへの応用

デザインを形作る、色、形、とこれらの揺らぎとどのように関連させるかと言う問題は、多くの任意性があり、作品そのものの持つモチーフにも関わってくる。この部分は、デザインする人が選択するところである。例として、デザインの善し悪しを別にして、最も簡単なルールと思われるものを示す。

$c_1=0.003$ とする。また、振動子 S_1 の $u_{s^{(1,n)}}, u_{ss^{(1,n)}}$ は、すべての n に対して0.0 また、すべての振動子の t 軸に関する初期値を0.0とする。

$$df(u)/du = \begin{cases} u \leq -2 \text{ のとき} & a \cdot u + b, \quad a = -0.1, b = -1.2 \\ -2 \leq u \text{ のとき} & c \cdot (u+2)^2 - 1, \quad c = 0.24 \end{cases}$$

$$g^{(m)}(t) = A \cdot \cos(w_t \cdot t + w_s \cdot \Delta s \cdot m) \quad A = 0.5 \quad w_t = w_s = 1.2$$

t 方向に $N=640$ (画素) をとり、 s 方向に $M=400$ (画素) をとる、

$\Delta t=0.05, \Delta s=0.05$ として、 $M \cdot N$ 個の $u(t_n, s_m)$ の値のうち最大値を u_{max} , 最小値を u_{min} とする。すると $M \cdot N$ 個の画素に対応する $u(t_n, s_m)$ の値は必ず、この両者の間にある。そこで、この間を7等分して $d = (u_{max} - u_{min}) / 7$ とする。これらの画素に表1に示す色を割り当てる。このようにして得られたデザインを図1に示す。

画素 (t_n, s_m) 上の u の値	画素 (t_n, s_m) に割り振る色
$u_{\min}$ $\sim$ $u_{\min} + d$	ダークブルー
$u_{\min} + d$ $\sim$ $u_{\min} + 2d$	ダークグリーン
$u_{\min} + 2d$ $\sim$ $u_{\min} + 3d$	ダークレッド
$u_{\min} + 3d$ $\sim$ $u_{\min} + 4d$	肌色
$u_{\min} + 4d$ $\sim$ $u_{\min} + 5d$	紫
$u_{\min} + 5d$ $\sim$ $u_{\min} + 6d$	黄色
$u_{\min} + 6d$ $\sim$ $u_{\max}$	白色

表 1

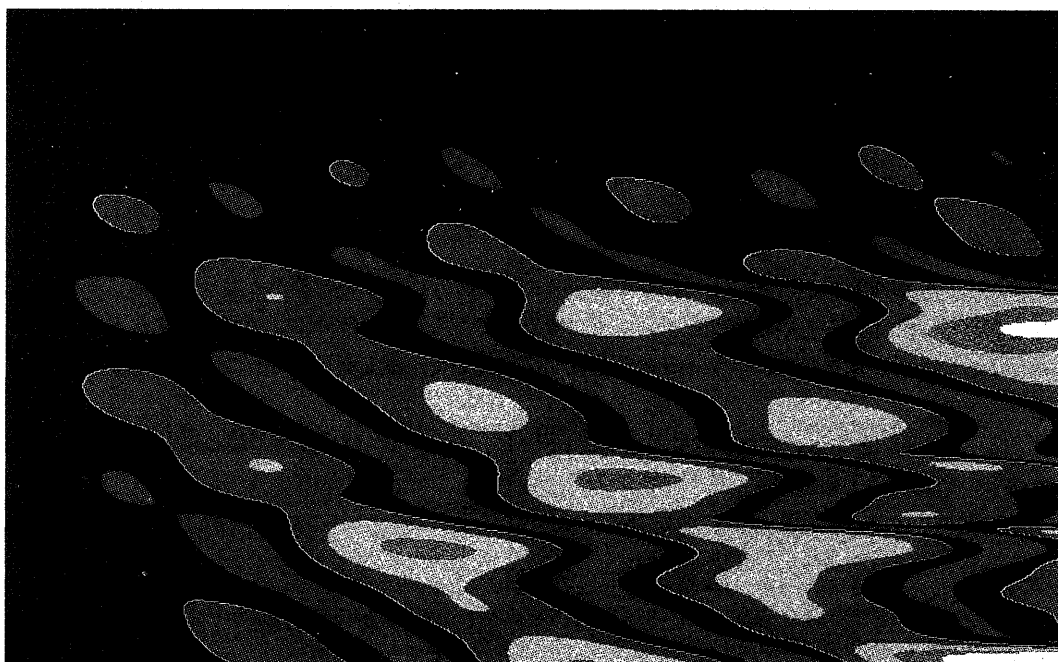


図 1

文献

- 1) イリア・プリゴジン, 非平衡系の熱力学
科学朝日 1月号 p42-49(1985)
- 2) 山口昌哉, カオスとフラクタル
講談社 p116-123