

複雑性について—その1

北原 和夫

1. はじめに

物理学の世界では現在「複雑性」という新しい視点での研究が展開されてきている。複雑性研究の対象は、実験室における物質系にとどまらず、マクロな気象現象、宇宙的規模の現象、また、社会現象、経済現象などにも及んでいる [1]。

1.1 規則性の探求

従来の自然科学は自然現象の背後にある規則性を探求してきた、ということが出来る。近代物理学はニュートンの力学法則に始まるというよいであろう。その前に惑星の運動について精密な観測を行なったのはティコ・ブラーエであり、その観測データを解析したケプラーは、惑星の軌道が楕円軌道であり、掃引する面積速度が一定である、という「ケプラーの法則」を導いた。これがニュートンに引き継がれて、万有引力の法則の発見に到ったのである [2]。ここで注意すべきことは、周期的運動がまず人類の目に止まったということである。厳密に言えば、惑星同士の間にも万有引力が作用しているわけであるが、太陽が非常に重いものであり、かつ惑星間の距離が離れていたことが幸いして、惑星運動の周期性が第ゼロ近似でよく成り立っているのである。さらに、観測結果から大胆に楕円運動である、と断定した先人の勇気も必要であった。

万有引力の発見と、近代科学における量子力学の発見とは深いところで類似性をもつ。量子力学の形成において、ボーアは対応原理を用いて水素原子スペクトルの量子力学的根拠を明らかにした。実験的には水素原子の発する光のスペクトルから、原子のエネルギー

準位が $-A/n^2$ ($n=1, 2, \dots$) となることが予想されていた。ボーアは、このようにエネルギー準位が離散的であっても、高励起状態(つまり、 n の大きいエネルギー状態)においては、準位間のエネルギー差が小さくなり、準位がほぼ連続的に存在すると見なされるので古典力学との対応がよくなることに注目した。 n の大きいところのエネルギー状態について古典力学を解析することによって、この定数 A の値を求めることができた。その結果、水素原子のスペクトルをほぼ完璧に説明でき、量子力学の正当性を確認することができたのである。ここで注意しなければならないのは、量子力学の確認も、古典力学と同様に規則運動の系という非常に特殊な系がまず身近にあって観測にかかったことが幸いしている。

2つの物体が相対距離のべきに比例する力を及ぼし合っているとすると、距離の2乗、あるいは距離の逆2乗のときのみ、物体の運動は周期軌道となることが知られている。前者は調和振動子であり、後者は万有引力あるいは静電気のクーロン力である [3]。

逆説的であるが、もし、われわれの世界において物体間の力が別の形をとっていて周期的運動が無かったならば、近代物理学は生まれてこなかったのではないかと思う。

1.2 力学の内部矛盾：可逆性と不可逆性

力学法則は、力に比例して加速度を生じる、という形になっている。加速度が時間について2階の微分であるので、時間の向きを逆にしても運動方程式は不変である。すなわち、ある軌道が実現したとすると、時間を逆転した運動も同じ運動方程式を満たす。よって、時間を逆向きにした運動も実現する資格をもつ。気体、液体、固体など多くの分子からなる集団も、分子レベルではニュートン力学が成り立っているとすると、運

動を支配する方程式も時間反転対称性をもたずである。すなわち、ある変化があれば、時間の向きを逆にした変化も同じ資格で実現し得る。ところが、実際には、巨視的レベルでは、熱力学第2法則によって、エントロピー増大の方向の変化しか実現しない。たとえば、熱拡散、混合物における溶質の拡散などが不可逆現象の典型的な例である。物体中に暖かいところと冷たいところがあると、熱伝導によって温度は平均化されて、最後には一様な温度の物体となる。また、混合物中に濃度の濃淡があると、一様になってゆく傾向をもつ。もちろん、分子間の相互作用によっては、同じもの同士が集まったほうがエネルギー的に有利であるときもある。その場合には、相分離という現象も起こる。このような現象も含めて一般には、濃度ではなく、化学ポテンシャルが一様になってゆく、というふうに説明されている。いずれにせよ、温度や化学ポテンシャルなどが一様になってゆく過程は、エントロピーが増大する過程である [4]。

1.3 運動の複雑性と巨視的安定性

力学法則の可逆性と現実の巨視的レベルの不可逆性との間の矛盾を解く鍵は運動の複雑性である。最近の力学系の研究から、多くの物理系は軌道不安定性という性質をもち、複雑な振る舞いをするのが分かってきた [5]。軌道不安定性というのは、ある運動の軌道が実現したとして、その軌道の初期条件を少しずらして別の初期条件から同じ運動方程式を発展させると、時間が経つにつれて、初期条件の相違がどんどん拡大されていき、ついには、全く異なる運動になってゆくということである。たとえて言えば、パチンコをやっているたまたま大当たりしたとする。そのときと同じ初期条件を実現させることができれば、大当たりを続けることができるはずである。ところが、わずかな誤差が拡大される状況では、全く同じ初期条件を再現することは困難であり、わずかな初期条件の差によって、次のパチンコ玉は見事に外れてしまう。運動の時間反転対称性から実は未来だけでなく、過去に遡る場合でも、現在の状態を厳密に特定しない限り、ある有限時間の範囲でしか予想できないのである。つまり、過去にも未来にも運動の情報は失われてゆく。これが、不可逆性の起源であろうと、考えられている。

最初に述べたように、古典力学は周期的運動についての考察から生まれたものである。条件をきちんと揃えると同じ運動をいつも再現できるという一種の

幻想を生み出してしまったのである。高校、大学で行なわれている力学の授業では、振り子と惑星の運動を解析的に解いてそれでおしまいになる場合が多いが、これでは多様な力学系の中の非常に特殊なケースを扱っただけに過ぎず、はなはだ片手落ちと言わざるを得ない。

話を元に戻すと、軌道不安定性によって運動の情報が失われていった状態が巨視的な平衡状態であると考えられる。巨視的な平衡状態でも、個々の分子は軌道不安定な複雑な運動をしていて、いろいろな状態を実現しているのであるが、統計的にそれぞれの状態にある分子の数の分布は一定になっていて、全体としては安定した状態を実現している。たとえば、気体において、個々の分子は衝突によって激しく複雑な運動をしているのであるが、それぞれの速度をもつ分子の数は一定でマクスウェル分布をしているのである。それゆえに、気体の状態方程式 $PV = Nk_B T$ が成り立つのである。つまり、巨視的レベルにおける平衡状態の安定性と分子レベルにおける運動の複雑性とは表裏一体のものである。

以上が孤立した系の場合である。系が外界と接触している場合でも、もし1個の外界と接触してエネルギーや粒子をやりとりしている状況ならば、しばらく時間が経つと、外界と同じ温度をもつ平衡状態に到達する。このときも、系を構成する分子の運動は激しく、系全体のエネルギーも揺らぐが、系がエネルギー E をもつ状態はボルツマン分布 $e^{-E/k_B T}$ に比例する頻度で実現している。さらに、外界と粒子をやりとりしながら接触している系の場合、粒子数も揺らいでおり、粒子数 N が実現する頻度は $e^{\mu N/k_B T}$ に比例している。このように平衡状態においてエネルギー、粒子数が実現する確率が、外界との接触の詳細に依存しない形で与えられていることが重要である [6]。

このような平衡状態にある系に外から刺激を与えて平衡状態からずらしても、そのまま放っておくと再び平衡状態に戻る [7]。平衡から外れて巨視的に揃った運動をしても、内部の運動の複雑性が強いために、再び分子の運動はばらばらになる。流れている流体が分子間の衝突による粘性の結果、巨視的な流れは減衰して再び巨視的には静止した流体となる。

1.4 非平衡開放系

ところが系を2つの外界と接触させて一方の外界からエネルギーを受け、他方の外界にエネルギーを放出

するようにする。たとえば、高温の外界と低温の外界との間に系をおく。そうすると、高温側から低温側へ一方向的なエネルギーの流れを維持させることができる。このとき、系内の揺らぎの釣合いが破れてきて、外界との接触の詳細が無視できなくなる。つまり、境界条件が重要となってくる。同じことは、エネルギーの流れだけでなく、粒子の流れの場合にも起こる。系の一方の境界を化学ポテンシャルの大きい粒子源に接触させ、他方を化学ポテンシャルの小さい粒子源に接触させる。こうして系内に一方向的粒子の流れを維持させることができる。このように、外界と接触して系内に非平衡状態を維持させている系を非平衡開放系と呼ぶ。外界と非平衡の程度をさらに大きくすると、系内の非線形性が顕在化して、巨視的な非線形挙動が生まれてくる。たとえば、化学反応は分子が衝突して物質変換を起こすものであるから、基本的に分子数の2次の効果であり、本質的に非線形なのである。平衡に近いところでは平衡状態からのずれについて線形の効果しか現われないが、平衡から外れると、反応の非線形性が顕在化する。振動反応やカオスなど、平衡状態の近傍では予想されなかった新しい状態が実現する。また、濃度の空間パターンなども起こる。複雑系は非平衡条件下において非線形性が顕在化することによって生じると言ってもよい [8]。

本稿は2回にわたるものである。第1回として、非平衡条件下における巨視的な非線形現象について解説する。第2回は、巨視的非線形現象と揺らぎの問題を運動論的に扱うとともに、さらに、微視的レベルの力学法則にある非線形性について述べる。

2. 化学反応系における非線形現象

流体系、反応系などにおける複雑性の現象は、外界と結合して内部に流れをもつという非平衡条件が維持されたときに発生する。まず、平衡条件とは何かを述べよう。

2.1 孤立系における詳細釣合いの原理

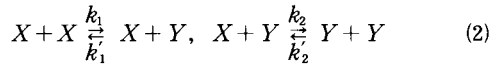
熱力学第2法則によれば、孤立した系は自然に放っておくと平衡状態になる。たとえば、化学反応の系



は、順反応（右向き）と逆反応（左向き）があり、長い時間の後には双方の反応が釣り合う。このような反応がいくつか同時に進行している場合でも、平衡状態

では、それぞれの反応で、順反応と逆反応が釣り合う。これを「詳細釣合い」と呼ぶ。その基礎となっているのは、力学の可逆性である。平衡状態では、ある反応が起こるとそれと同じ頻度で逆向きの反応が起こるからである。

たとえば、次のような2つの反応が同時進行しているとする。



反応速度論方程式は、それぞれの反応物の濃度を X , Y と書くと、

$$\begin{cases} \frac{dX}{dt} = -k_1 X^2 + k_1' XY - k_2 XY + k_2' Y^2 \\ \frac{dY}{dt} = k_1 X^2 - k_1' XY + k_2 XY - k_2' Y^2 \end{cases} \quad (3)$$

となる。この微分方程式の定常解は、時間微分が0という条件で決まるわけであるが、定常解が平衡状態に対応する場合、さらに、詳細釣合いが要請される。平衡状態の濃度を X_{eq} , Y_{eq} と表わすと、詳細釣合いの条件はそれぞれの反応で順反応と逆反応が釣り合っているのだから

$$\begin{cases} k_1 X_{eq}^2 - k_1' X_{eq} Y_{eq} = 0, \\ k_2 X_{eq} Y_{eq} - k_2' Y_{eq}^2 = 0 \end{cases} \quad (4)$$

が成り立つことが要請される。これより、反応係数に対する条件が得られる。

$$\frac{k_1}{k_1'} = \frac{k_2}{k_2'}$$

2.2 振動反応の模型

上で平衡系の場合を述べたが、消費される反応物を外界から補給し、生成された物質を除去し続けると、詳細釣合いの状態には到達しないで、反応の一方向的な流れができる。簡単な例として、ロトカ・ホルテラ系と呼ばれる次のような反応系を考えよう [9]。



それぞれの反応において逆反応は無視している。これは、化学反応の模型というよりは、生態学の模型である。 X と Y はそれぞれ森の中の兎と狐を表わす。上の3段階の意味は以下ようになる。兎は餌 A と親兎 X によって数を増す。兎 X と狐 Y が出会って兎が殺されて狐が増える（要するに、狐は兎を食べて増え

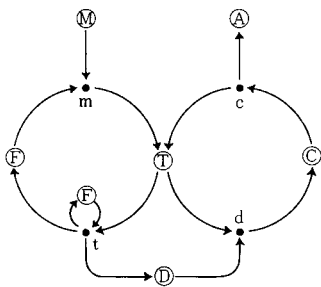


図1 反応の模型

る)。狐 X は自然に死ぬ。変数と時間を適当にスケールすると、速度方程式は以下ようになる。

$$\begin{cases} \frac{dX}{dt} = AX - XY \\ \frac{dY}{dt} = XY - Y \end{cases} \quad (7)$$

このような反応系は振動する。この系は、

$$H \equiv X - \ln X + Y - A \ln Y \quad (8)$$

という運動の定数をもっている。実際、運動に沿って $\frac{dH}{dt} = 0$ となる。よって、初期条件が与えられると、運動の定数 H によって異なる軌道を描く。ここで、わずかに揺らぎがあって別の軌道に遷移したとすると、新しい H の値に対応する軌道上を運動し、もとの軌道には戻らない。その意味で安定ではない。

これに対して、ブリュッセル模型 [10] と呼ばれる反応系がある。これは X, Y を変数とする方程式で記述される。

$$\begin{cases} \frac{dX}{dt} = A - BX + X^2 Y - X \\ \frac{dY}{dt} = BX - X^2 Y \end{cases} \quad (9)$$

この方程式は不動点 $X=A, Y=B/A$ をもつ。 A を固定したときに、 B を変えていくと、 $B_c = A^2 + 1$ を境にして不動点近傍の振る舞いが異なってくる。 $B < B_c$ では、不動点は安定である。 $B > B_c$ では不安定化する。他に安定な点がないが、結局リミット・サイクルに落ちついてゆく。この場合、どんな初期条件から出発しても1つのリミット・サイクルに落ちつくので安定性をもつ。

2.3 ジャボティンスキー反応

ジャボティンスキー反応 [11] は、マロン酸が硫酸水溶液中で酸化される反応であるが、その間にセリウムの3価と4価のイオン濃度が振動し、色の変化とし

て観測される。この反応機構については、1974年のFieldとNoyes [12] による詳細な研究が決定版とされている。振動反応が現実に存在することを見出したことの意味は大きい。生物におけるリズム運動、体内時計などに化学的基礎づけを与えるからである [13]。

われわれは図のような単純化した模型を解析した [14]。マロン酸 (M)、二臭化マロン酸 (D)、セリウムの四価イオン (F)、三価イオン (T)、セリウム三価イオンと二臭化マロン酸の複合体 (C) に対して次のような反応機構を仮定した [図1]。



この場合の反応速度方程式は以下ようになる。

$$\begin{cases} \frac{dF}{dt} = -k_m MF + k_t FT \\ \frac{dT}{dt} = k_m MF - k_t FT - k_d DT + k_c C \\ \frac{dC}{dt} = k_d DT - k_c C \\ \frac{dD}{dt} = k_t FT - k_d DT \end{cases} \quad (11)$$

セリウムイオンの数は保存するから、 $\phi \equiv F + T + C$ は一定である。反応速度の係数を一定にして、 ϕ を変化させると、あるところで定常解 (不動点) が分岐する。 $\phi < \phi_c = \frac{k_m M}{k_t}$ のときは、 $F_0 = 0$ が安定な定常解である。この定常解からの外れた初期条件から出発すると、単調に定常解に収束する。このような不動点を安定節 (ふし) と呼ぶ。 $\phi > \phi_c$ では不動点 $F_0 = 0$ は不安定化する。すなわち、この不動点から外れた初期条件から出発すると、どんどん不動点から離れていく。

図2では新しく出現した不動点を (B) で表わしてある。この分岐 (B) では、不動点からのずれは振動しながら不動点に収束する。このような不動点を「フォーカス (らせん点)」と呼ぶ。さらに、 ϕ を変えていくと、ある範囲でこのフォーカスも不安定化する。この場合、安定な不動点が無くなってしまいが、軌道はリミット・サイクルに収束する。リミット・サイクルにどのように収束していくかを図3に示す。葉巻のパイプのようなものがあり、それが面と交差している。交差したところがリミット・サイクルとなっている。葉巻に近い軌道は葉巻に巻き付きながらリミット・サイクルに向かっていく。葉巻から遠いところから出発した軌道はまず面刺に達しそれからリミット・サイク

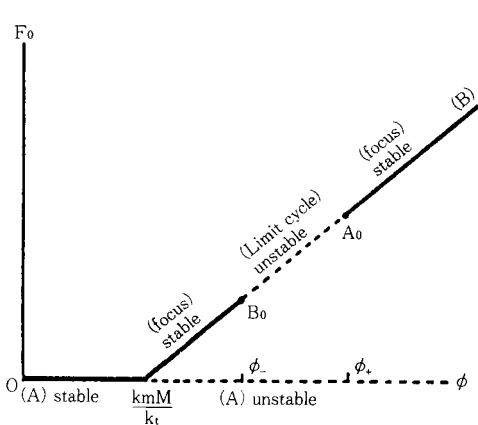


図2 定常解の分岐

ルに向かう。

反応の機構 [図1] から分かるように、 M が消費され、 A が生成される過程で振動が起こる。 M を供給し続け、 A を除去し続けられれば、振動は限りなく続く。このように振動状態というのは平衡系では起こり得ない。物質の流入・除去という開放系の条件で初めて起こるのである。

3. 対流現象

化学反応と同様の振動状態は流体系においても実現する [15]。典型的なのが、ベナール対流である。

3.1 ベナール対流

流体の入った容器の下から熱を与えると、初めは流体の熱伝導によって熱が下から上に伝わる。下方にある流体は熱膨張によって浮力を生じて上昇しようとするが、粘性によって抑えられる。上下の温度差が大きくなると、熱伝導だけで熱の流入を処理できなくなり下方の流体の温度が上昇して膨張して粘性に打ち勝って上昇し始める。以上の考察から、粘性と熱伝導は対流の発生を抑える。熱膨張、温度差は対流の発生に寄与する。よって、粘性係数 ν 、熱伝導率を κ 、熱膨張係数を α 、重力加速度を g 、温度差を ΔT 、上下の流体の幅を h として、レーリー数と呼ばれる無次元量

$$R = \frac{gah^3\Delta T}{\nu\kappa} \quad (12)$$

を定義すると、 R が大きいときに対流が発生しやすいということが言える。実際、ある臨界値 R_c が存在して、 $R < R_c$ のときは、流体は静止していて熱伝導によって熱が下から上に運ばれる。 $R > R_c$ では、流体が静止している状態は不安定化し、対流が発生しロール・

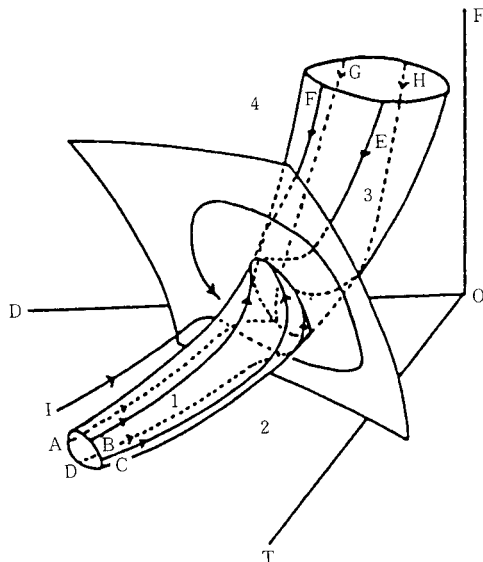


図3 軌道がリミット・サイクルに収束する様子

パターンと呼ばれる状態になる。さらに、 R を大きくすると、対流の定常状態が不安定化して、複雑な時間依存性を示すようになる。これを「乱流」状態と呼ぶ。

3.2 ローレンツの理論

乱流について、深い洞察を与えたのが、気象学者ローレンツ [16] である。ローレンツは与えられた境界条件のもとで物理量をフーリエ展開してから、代表的なモードを選んで3変数の常微分方程式を導いた。

$$\begin{cases} \frac{dX}{dt} = -\sigma X + \sigma Y \\ \frac{dY}{dt} = -XY + rX - Y \\ \frac{dZ}{dt} = XY - bZ \end{cases} \quad (13)$$

ここで、 X は対流の流れの振幅に相当し、 Y は上昇流と下降流の温度差に相当し、 Z は温度勾配の一定値（熱伝導の場合は一定勾配）からのずれに対応する。 $\sigma = \nu/\kappa$ はプラントル数と呼ばれる。 $r = R/R_c$ はレーリー数に対応する。 b は形状による定数である。

この系について、変数の空間（相空間）において軌道の塊が占める体積は時間とともに減少する。軌道に沿って軌道が占める体積の増加速度は

$$\frac{\partial \dot{X}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{Y}}{\partial y} + \frac{\partial \dot{Z}}{\partial z} = -(\sigma + b + 1) < 0 \quad (14)$$

となり、体積は減少する。これは古典力学におけるハミルトン系とはいじむしい違いである。軌道の集団はある体積を減少させてあるアトラクターに収束する。

通常、 $\sigma=10$, $b=8/3$ の場合の解析が行なわれている。 $0 < r < 1$ では、 $X=Y=Z=0$ が安定な不動点である。あらゆる初期条件から出発してもこの不動点に収束する。この不動点は、温度勾配が一定でまた対流が生じていない状態である。すなわち、熱伝導によって下からくる熱を上へ放出して定常性を保っている状態である。 $r > 1$ になると、 $X=Y=Z=0$ は不安定化して新しく不動点が2つできる。これは定常的な対流に対応する。解が2つできるのは、上の方程式が $X \rightarrow -X$, $Y \rightarrow -Y$, $Z \rightarrow Z$ という変換に対して不変であるという対称性をもつからである。 r をさらに大きくすると複雑な運動が現われる。十分時間がたつと軌道はある面伏 (ストレンジ・アトラクター) に収束するが、その中で周期的でない運動を続ける。ローレンツは、複雑な軌道を解析するのに、 Z の極大値を順次 $Z_n (n=1, 2, \dots)$ として、 Z_{n+1} を1つ手前の極大値 Z_n の関数として表わしてみた。そうすると、 $Z_{n+1}=f(Z_n)$ となるような関数 $f(x)$ が経験的に求められることを発見したのである。これを「ローレンツ・プロット」と呼ぶ。複雑系を扱うときに場合によっては強力な手段である。もう1つ、ローレンツの仕事の重要な意味は、乱流に対するイメージを大きく変えたことである。乱流は流体の現象であり、流体は密度、速度、温度など空間依存する場の量で記述される。だから、無限自由度の系である。乱流の複雑さにとって自由度無限ということが本質的であると考えて場の理論的扱いをすることが研究の主流であった。ところが、ローレンツの仕事は、乱流の複雑な振る舞いの本質は少数自由度の非線形相互作用である、ということの意味している。もちろん、乱流を理解するには、軌道不安定性という側面だけでなく、揺らぎの振幅の波数依存性 (つまり、揺らぎの空間的規模と振幅との関係) という構造の理解も必要である。だから、場の理論が無意味であるということではない。乱流を渦の生成消滅の過程として記述することによって自由度を遞減する試みなどもなされている [17]。

4. おわりに

複雑系としてとらえられる現象が非平衡開放系において起こるということが、理解していただけたと思う。非平衡開放系を扱うには、平衡系の理論はあまり有効ではない。なぜなら、平衡系では起こり得ない現象だからである。

熱力学的量が局所的には有効である、という仮説の

もとに非平衡熱力学を構成することはできる。しかし、複雑系の現象が第2法則に矛盾しないことは示せても、それ以上に新しいことを予測することは特殊な場合を除いて困難である。

分野を超えて現象を支配する非線形数理構造の共通点を見いだしてゆくという研究のスタイルが、複雑系の研究にとって重要であると思われる。

参考文献

- [1] Nicolis G. and Prigogine I.: "Exploring Complexity", Freeman, New York, (1989). [邦訳, 「複雑性の探究」(みすず書房, 1993年)].
- [2] 朝永振一郎: 「物理学とは何だろうか」(岩波新書) にニュートン力学が生まれてきた事情が詳しく書かれている。
- [3] Goldstein H.: "Classical Mechanics", Addison-Wesley, Reading, (1985).
- [4] De Groot S. and Mazur P.: "Nonequilibrium Thermodynamics", North Holland, Amsterdam, (1962).
- [5] 力学系のカオスについては多くの解説書が出版されている。たとえば, Arnold V. and Avez A.: "Ergodic Problems of Classical Mechanics", Benjamin, New York, (1968) [邦訳, 「古典力学のエルゴード問題」(吉岡書店)], Lichtenberg A. and Lieberman M.: "Regular and Stochastic Motion", Springer, Berlin, (1992), Reichl L. E.: "The Transition to Chaos", Springer, Berlin, (1992).
- [6] このようなことが統計力学の基本的仮定である。統計力学の教科書を参照のこと。たとえば, ランゲウ・リフシッツ「統計物理学」(岩波書店)。
- [7] 平衡への緩和は輸送係数によって表わされる。揺らぎによって生じた平衡からのずれの緩和と、巨視的な緩和とが同じである、という仮定のもとに輸送係数を平衡状態における揺らぎの性質から決めることができる。この理論的枠組みを「線形応答理論」と呼ぶ。久保亮五, 戸田盛和編「統計物理学」(岩波講座現代物理学の基礎6, 1972年)。
- [8] 非平衡開放系の概説書もたくさん出版されている。たとえば, Glansdorff P. and Prigogine I.: "Thermodynamics of Structure, Stability and Fluctuations", Wiley, London, (1971) [邦訳, 「構造・安定性・ゆらぎ—その熱力学的理論」(みすず書房)], Nicolis G. and Prigogine I.: "Selforganization in

Nonequilibrium Systems”, Wiley, New York, (1977) [邦訳, 「散逸構造」(岩波書店)], 北原和夫, 吉川研一: 「非平衡系の科学 I」(講談社サイエンスフィック, 1994).

- [9] Haken H.: “Synergetics”, Springer, Berlin, (1977) [邦訳, 「協同現象の数理—物理, 生物, 化学的系における自律形式」(東海大学出版会)].
- [10] Prigogine I. and Lefever R.: J. Chem. Phys. 48 1695 (1968).
- [11] Zhabotinski A.: Biofizika 9 306 (1964).
- [12] Field R. J. and Noyes R. M.: J. Chem. Phys. 61 1877 (1974).

- [13] Winfree A. T.: “The Geometry of Biological Time”, Springer, Berlin, (1980).
- [14] Tomita K. and Kitahara K.: Biophys. Chem. 3 125 (1975).
- [15] Chandrasekhar S.: “Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability”, Oxford Univ. Press, Oxford, (1961).
- [16] Lorenz E.: J. Atmos. Sci. 31 499 (1983).
- [17] Monin A. S. and Yaglom A. M.: “Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence”, MIT Press, Cambridge, (1971).

●ミニ●ミニ●

●OR●

ケースは大きめに, 詰め替えは小さめに

わかり易さのために, シガレット・ケースを例にとろう。シガレット・ケースなどもう滅多に見かけなくなった品だから, むしろ, あけすけに話ができる。

シガレット・ケースにシガレットを詰めて持ち歩く。無くなれば, 補給する。そのときには, 新しい包装を開くわけだが, ケースの大きさが一包装分より小さければ余りが出てしまう。余りを無駄にしないためには, 別に卓上用の大きなタバコ入れが必要になる。それよりは, ケースの大きさが, 一包装分より一寸大きくなっている方がよい。それならば, ケースの中身が残り少なくなった所で詰め替えることもできる。

大きさにいえば, これは在庫管理の問題である。本数を単位に式を書けば,

$$\begin{aligned} \text{ポケットの大きさ} &> \text{ケースの大きさ} = \\ &= \text{一包装分} + \text{安全在庫分} \geq \\ &\geq \text{外出時に吸う本数} \end{aligned}$$

というのが, 無駄を防ぐための条件である。ところで, ここでは一包装分の本数が先に与えられ,

それによってケースの大きさを定めるという形で問題を考えた。しかし, ポケットの大きさやケースの方から物事を考えるという視点もある。適度なケースの大きさを設定した上で, たばこ会社の発売する包装の大きさを“決めさせる”のである。力関係からして, 困難があるのは明らかだが, この方がむしろ人間的だといえるかも知れない。ケースが廃れた今, シガレットの包装の大きさをこの点から考える必要は最早ないが, 一般的にはぜひ留意すべき視点である。

実際, これと同様の問題はわれわれの身近に数多い。お宅のボンボン入れの大きさは, いつもお求めのボンボンの袋と較べていかがだろうか? 大きさの適性が求められるのはボンボン入れか, はたまた, 製菓会社の包装か?

詰め替え用品の簡易包装による資源の節約は大切なことだが, その大きさにも上記のような合理性に関する配慮が求められる。……規格やモジュールは社会のソフト・インフラストラクチャーを構成する重要な要素なのだから。

(からくり堂主人)