

パターン形成の物理

九州大学大学院 甲斐昌一

(2011 年 10 月 19 日受理)

非平衡開放系はエネルギーを散逸しつつ、しばしば秩序だった構造やリズムを形成する。パターン形成の物理はそれらを対象として行う研究の総称で、自己組織化の物理あるいは複雑系の物理とも呼ばれてきた。それは非線形によって生み出される現象で、化学、生物学、工学、経済学、心理学など自然・社会現象のいたるところで普遍に観測される。この魅惑的な非線形現象には、形成機構の解明、期待される新しい構造、分岐現象、階層の縮約、階層間にまたがる非線形性、パターン出現に伴う新機能の解明、雑音の役割など多くの問題が横たわっている。ここではできるかぎり分かりやすい表現で、私が関わってきた様々なパターン形成の物理を紹介する¹。

1. はじめに

エネルギーや物質を外部環境から取り込み、それを散逸することによって動的な安定が維持されている系を非平衡散逸系と呼び、自己組織化されたマクロな構造を散逸構造と呼ぶ。例えば流体層を下から熱した時に生じる Rayleigh-Benard(RB)対流や Belousov-Zhabotinsky(BZ)振動化学反応パターンは、非平衡散逸系のパターン形成の代表例として盛んに研究が行われてきた。

この自己組織化あるいはパターン形成は二つのカテゴリーに分けられる。一つは、起こる現象がある保存則にしたがって系の境界を認識し、全系にわたってある空間モードが不安定化、空間パターンが形成される場合である（自発対称性の破れ）。これは協力現象型自己組織化（self-organization）と呼ばれる。例としては対流パターンがこの範疇に分類される。一方、現象は局所領域しか認識せず、局所的な不安定が生み出した独立した構造形成が、全体としてある一つのパターンを生み出す場合があり、これをセルフ・アッセンブル型自己組織化（self-assembly）と呼ぶ。その相互作用は局所的なものであり、代表例は、核生成から生まれるリーゼガング・リングやチューリングパターンである。

ここに疑問がわく。たとえば前述の RB 対流では、下から熱することによって下部に密度の小さい水が、上部に密度の大きい水ができ、この不安定な逆分布が閾値を超えると対流を誘起する。この逆分布の解消は、連続の式の制限によって全系均一に起こることは許されず、局所的に様々な間隔・波数の揺らぎから共振器に相当する水層の厚さのモードが選択され、全系の協力現象と

¹本寄稿のきっかけは、本誌「物性研究」の編集委員の方から、「定年前に研究の総括をお書きになったらどうですか。」とお誘いを受けたことにある。しかし総括するのも難しく、どう総括すべきか直ぐには思いつかなかったので少し躊躇した。たまたま本誌「物性研究」が平成 24 年 3 月をもって印刷誌としての最終版となるのであったので、個人にとっても記念となり、この際、お引き受けすることにした。そこで私のライフワークとして「パターン形成の物理」を、まだ記憶がなまなましいうちに各研究のエッセンスと要点をまとめておくことにする。なお本誌「物性研究」にはこの 28 年間の間に、第 40 巻、第 1 号（1983）の「化学反応を伴った界面に生ずるソリトン状運動」を始めとして、全部で 15 報の研究を報告している。内容は、液晶のパターン形成、リーゼガング・パターン、脳のリズム、ボーデの法則、ナノワイヤーの自己組織化など多岐にわたるが、いずれも広い意味で「パターン形成」の範疇にある。

してパターンが発生する。そのモード選択の熱力学的原理は何か？

これに対してチューリング不安定構造や沈殿結晶化構造では協力現象は必要なく、局所的な不安定、たとえば後者でいえば、過飽和からの核生成がトリガーとなり一旦安定核が生じると周囲からイオンを吸収し反応して結晶化し、ますます成長が促進される。こうして一つの沈殿領域が生まれる。拡散によってイオンが吸収されなかった離れた領域では、再び同じ機構で次の沈殿が前の沈殿とは無関係に形成され、結果として全体を眺めるとある構造、時には巨視的に規則正しい周期性をもつこともある。それがリーゼガング・リングである。すなわち局所相互作用のみの自己触媒・増殖作用があればよく、RB 対流のような協力現象はない。ここにどのような熱力学的原理が働いているのか？

いま空間パターンについて例を挙げたが、時間リズムについても同様である。こうしてミクロな運動からマクロな構造が生まれると、そこには異なった特性長、特性時間とダイナミクスが生まれる。これを階層と呼ぶ。つまり、自己組織化は階層をつくる。ここでは、上述の二つの異なった例を代表として取りあげ、パターン形成の物理の興味深さを紹介するとともに、これまでに私が携わった研究全体を振り返りその学術的背景、そこで得られた知見と残された問題ならびに将来への展望を述べることにする。

2. 研究の歴史的経緯と全容

最初に研究者としての私個人の研究の経緯と全容を簡単に述べたい。私が研究活動を始めたのは 1972 年に九州大学大学院修士課程に入学してからである。研究室は半導体や磁性体を専門とするいわゆる固体物理の研究室で、当時、研究室を主宰していた平川一美先生の人柄に惹かれてその研究室を選んだ。決して当時の研究室の研究テーマが面白くて選んだわけではないので、研究テーマは自分で探すことにした。電子素子工学のセミナーで平川先生が「液晶のディスプレイ応用」を取り上げ、それを皆で輪読するようになったことがきっかけで私はそのディスプレイ応用への将来性に惹かれて液晶の研究をすることにした。決めたことを報告すると、平川先生は、まず液晶のネマチックー等方性相転移を比熱の測定から調べたらどうかと示唆された。こうして液晶の研究に着手したが周囲には液晶を知るものはおらず、一から自分で学ぶことになった。そこで化学や物理の学科を訪問し、まず高分子物理、熱統計力学など基礎的な関連の講義を受講することにした。中でも不可逆過程の統計物理については物理学科に東大から集中講義に来られた久保亮五先生の集中講義、液晶の物理については同じく岡野光治先生の講義で学ばせて頂いた。また物理学科の森肇先生の統計力学の講義は、当時の最先端の話題であった非平衡統計力学についてであり、実験成果も交えての講義であって大変感銘を受け、3 年間続けて受講した。その後、森先生の統計力学の研究室ゼミに潜り込み、毎週あたかも所属学生のように聴講し学んだ。余談であるが、蔵本由紀京都大学名誉教授はこの当時森研究室の助手をされておられていて、後に Kuramoto-Sivashinsky 方程式と呼ばれるようになった方程式の摂動過程をこの理論物理ゼミで紹介されていた¹⁾。その時、蔵本さんが 4 次までで切った理由について語ったことは今でも覚えている。6 次まで拡張していれば、今、私たちがソフトモード乱流と呼ぶ Nikolaevskii 方程式も得ていた²⁾。こうして理論系のセミナーでの経験が私に物事を理論的に思考する基礎を植え付け

た。また、そこで培った非平衡の知識が私に生涯にわたるパターン形成の研究課題を授けてくれることになった。

いずれにしてもネマチック-等方性、スメクチック-ネマチック、スメクチック A-C 転移など各種の液晶相の熱力学相転移を比熱の測定から研究し、それらの臨界指数などを調べて論文として完成し修士号を得た。この相転移の研究の合間にも負の誘電異方性をもつ液晶 MBBA を使って、最初の興味であったディスプレイ応用の研究も併せて行っていた。(参考までに現在のディスプレイは電界誘起の配向変化を利用するため、電気対流現象を起こさない正の誘電異方性をもつ液晶を使っている。しかし当時のディスプレイは電気対流を応用する動的散乱モード (DSM) 型であった。) パターンの発見は偶然の産物であった。ディスプレイとして駆動するためには電界を印加する。通常は 30~40V の高い電圧を印加し DSM と呼ばれる状態で使う。ところが 6~10V 位の電圧を加えたところ、液晶中に生じるストライプ状の周期パターンに気がついた。そのパターンを詳細に眺めると中にあるゴミが動いている。これが私にとって電気対流 (電気流体力学的不安定性) パターンの発見である。もちろん、文献をあたると、このパターンはウィリアムズドメイン (WD) と既に名付けられており、対流発生機構はカー・ヘルフリッヒ効果としてよく知られていた。それでも顕微鏡下で見られる生き物のような興味深い運動に惹かれ、毎日飽きずに眺めていたが、ある日、比較的高い電圧 15~20V をかけたまま切り忘れて帰宅し、次の日顕微鏡を覗くと整然とした格子状のパターンが観測された (図 1)。WD と DSM は既によく知られていたが、中間電圧で観測されたこのパターンはまだ報告されておらず、これがその最初の発見であった。私はこれをグリッドパターン (GP) と名づけ、これをきっかけに電気対流現象の多様なパターンと逐次転移、いわゆるパターン形成の研究に入ってしまった。

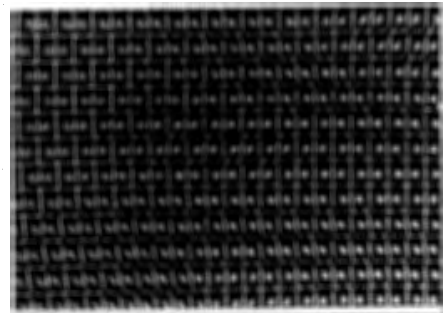


図 1. Grid Pattern

その後、パターンの変化に伴い様々な異常現象が発見され、それをもとに電界と印加周波数上のパターン相図を完成させた。同時に乱流状態まで逐次に複雑なパターンに遷移していく過程を詳しく分類し、私はそれらのパターンを FWD、GP、DSM1、DSM2 などと命名した。こうして、私のライフワークとなる液晶のパターン形成という研究課題がスタートした。そしてこの研究で立て続けにいくつかの学術論文を発表したため、比熱による相転移の研究はおろそかになったが、平川先生ご自身もこの散逸系のパターン形成が新規で将来性があると直感的に理解なされた。

その後しばらくこの逐次遷移過程に集中したが、同時に「決定論的カオス」(以下、現在の慣習に従い単に「カオス」と呼ぶ) への興味も湧いた。きっかけは乱流の研究を進めているうちに 1975 年に J.B.McLaughlin と P.C.Martin の “Transition to turbulence ---” の論文に出くわしたことにある³⁾。そこに引用されていた実験の論文の多くは既に読んでいたが、この短い論文の議論は難解であったので、理解するためにそこに引用されていた E.N.Lorenz の “Deterministic Nonperiodic Flow” の論文に行き当たったことにある⁴⁾。しかし、この論文も当時の私には難解で読みこなせなかった。1976~7 年になって、物理学会で液晶乱流の発表を行ったあと私の講演を聴講されていた森先生から夕食に誘われ、森ゼミで乱流やカオスの論文を読むので参加しないか

とお誘いがあった。うれしいお誘いで喜んで参加するとメンバーは山田知司氏、藤坂博一氏を含む10名近くであった。ご存じのように山田氏や藤坂氏は、その後、日本のカオス研究の中心人物となった方々である。このゼミでは実験研究者が実験関係の論文を、理論研究者が理論の論文を解説するという形で行われた。ここで初めて Lorenz の論文を理解した。その後しばらく、カオスは少数自由度系、乱流は Kolmogorov スペクトルや普遍平衡理論に代表されるように十分発達した大自由度系と区別して研究を進めようと考え、まず最適な少数自由度系カオスの実験系を電子回路で作ることを考えたが、これはアメリカの Gollub 達に先を越された。

1978年に京都の王子セミナーハウスで森肇先生が組織委員長として開催された「非線形・非平衡統計力学」の国際会議で液晶のパターン形成について話すようにいわれ、つたない英語で液晶電気対流の逐次転移について講演を行った。これが初めての英語の講演で満足な受け答えもできず、このときほど国際的な学术交流を続ける上で英語の必要性、海外留学の必要性を身にしみたことはなかった。そこで森先生にご相談したところ、王子セミナーにも招待されていた MIT の化学教室の J.Ross 教授を紹介された。森先生も若い頃に J.Ross 教授のポスドクを経験されたとのことであった。こうして 1979 年に J.Ross 教授のポスドクのポジションを得て渡米した。直後に J.Ross 教授はスタンフォード大に移られたので、結局、スタンフォード大でポスドク生活を送ることになった。J.Ross 教授はいくつかのテーマを上げ、そのなかから自分の研究課題を選ぶように示唆された。私はリーゼガング・リングと呼ばれる巨視的沈殿現象に興味をもって選んだが、この古典的なテーマを選んだことを伝えると、彼は直ぐに 100 年前からの文献を検索して、これまでどのような研究がなされてきたか調べるように指示した。その現象の詳細は後章に譲るが、10 年前ではなく 100 年前を調べよという指示にはさすがに驚いた。昨今の若い研究者はたかが 10 年程度文献をあたる程度だが、この古典まで遡る文献調査はその研究の経緯を深く理解する点もさることながら、Ross 教授の哲学が大変勉強になった。

米国での恩師 J.Ross 教授について簡単に紹介すると、彼は物理化学の研究分野で多くの成果をあげ、特に化学動力学に関する実験と理論の双方でパイオニア的な研究をされた。その功績から 1999 年にクリントン大統領（当時）から国家科学賞を受賞している（図 2）。Ross 教授は大学院では MIT の I.Amdur 教授の指導の下、ガスの輸送現象で Ph.D を取得し、その後ポスドクとしてユール大の J.G.Kirkwood と不可逆過程の統計力学の理論研究をおこなった。1953 年にブラウン大の助教授として赴任し、この時期に森肇先生が彼の最初のポスドクとして滞在されていた。1966 年には MIT 教授となり、その間、液体の粘性の温度-圧力精密測定、分子ビームを用いた複雑な化学反応過程の解明、非線形系の統計力学と化学動力学などを研究し、伝統的化学に新しい分野を切り開いた。私がポスドクとして赴任した当時は、まだ 50 代で頭の回転の早いアクティブな研究者でリーダーシップにあふれ議論好きであった。私のスタンフォードでのポスドク生活は極めて

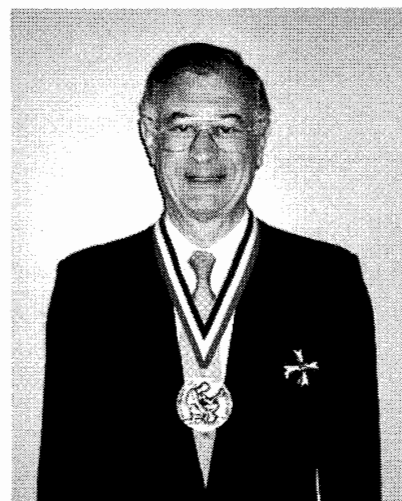


図 2. J.Ross スタンフォード大学教授
1999 年アメリカ国家科学賞受賞

充実し得るものが多く、その後の研究者生活に大きなステップを与えてくれた。

さて 2 年間のポストク生活後、1982 年に九州工業大学の電気基礎講座の講師として赴任した。上司の今崎正秀教授の希望で、私が渡米前に九州大学で電気対流・カオスと平行して研究を始めていた強誘電液晶の研究を再開することになった。この液晶は 1975 年に世界で初めて強誘電性をもつことが知られたばかりで、もちろん日本では強誘電液晶そのものが手に入らない。そこで当時九州大学で合成化学の助手をしていた大野克嗣氏（現イリノイ大学教授）に一からお世話になって 1977 年に合成に成功していた。そこで九州工業大学では引き続き、その合成した材料を使い物性、特に強誘電性の発生機構、相転移、自発分極・誘電率の温度変化などの研究を始めた。強誘電液晶はマイクロ秒で応答するディスプレイ材料で、当時、将来のハイビジョン TV 用として有望視され、しかも記憶効果も併せ持っていた。そのため 1980 年中頃から 90 年代に日本中の液晶研究者・技術者に次世代ディスプレイ材料の候補として大ブームを巻き起こした物質であるが、私はその黎明期にパイオニアとして研究したが、ブームが到来した 80 年代末頃には既にその研究を止めていた。

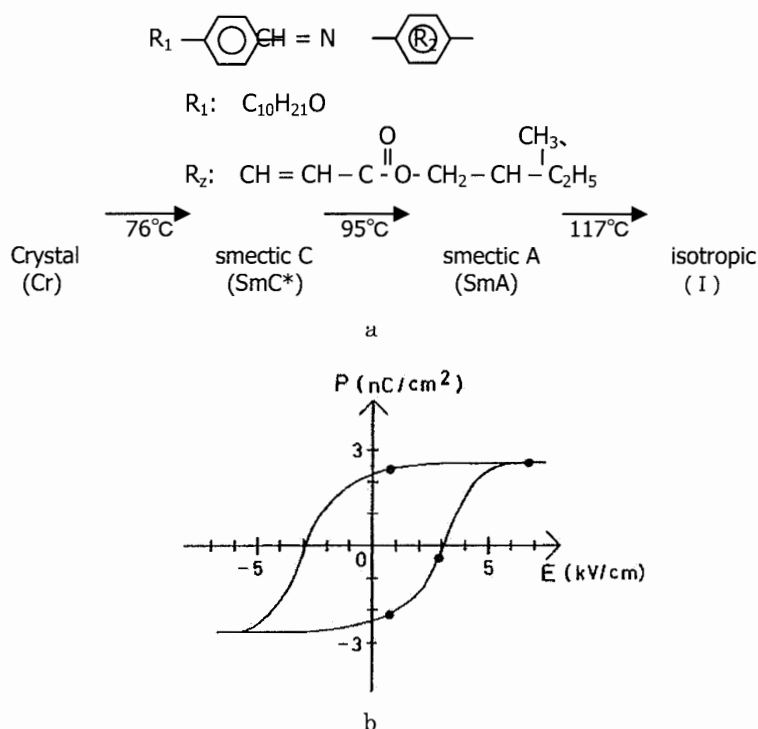


図 3. 最初に合成した強誘電液晶 DOBMBBC(図 a)とその P-E ループ(図 b).
通常の強誘電体の 1/1000 程度の自発分極である。

それは開放系物理の延長にある生命に興味を持ち始め、生命関連の研究を始めたことにある。最初の生命研究の対象は脳と植物であった。それは物理の延長のような課題で、脳波のフラクタル次元、松ぼっくりや葉脈のフラクタル構造の研究からであったが、ここから次第により生命らしき機構に研究を発展させた。1989 年頃から植物の発芽・生長ダイナミクスとその際に放射されるバイオフィトン(極微弱なルミネッセンスで、ホテルの 10 万分の 1 以下の強度)の計測を始めた。これは当時、東北大学電気通信研究所の稲場文男教授が率いるバイオフィトンプロジェクトに刺激を受けたものであった。この計測で摂動を加えずに生命活動を明かすことができそうだという

考えから研究をスタートした。バイオフィトンの研究は現在も様々な対象に対し行っており、特に植物の生態環境を利用したマクロ免疫機構、植物－食植者－天敵三者間相互作用の研究に使われ、予想外の成果があがった。これは、害虫（カンザワハダニ）に襲われ食害（エリシター注入）を受けた植物（インゲンマメ）が、その害虫の天敵（チリカブリダニ）を誘引する気体物質（HIPV）を周囲に放出し、天敵の助けを借りて害虫を駆除するという相互関係である。実際、その関係は、ヒトや動物体内に内在する免疫機構、特にウィルス性肝炎のそれとよく似ている（詳細は筆者等の光学ならびに光アライアンスの解説参照）。実は、このような植物のもつ三者間相互作用は農学・昆虫学の分野で 1983 年に発見されたが、その後様々な植物で見いだされ、一部の植物がもつ特有の性質ではなく、ごく一般的なものと考えられるようになった。

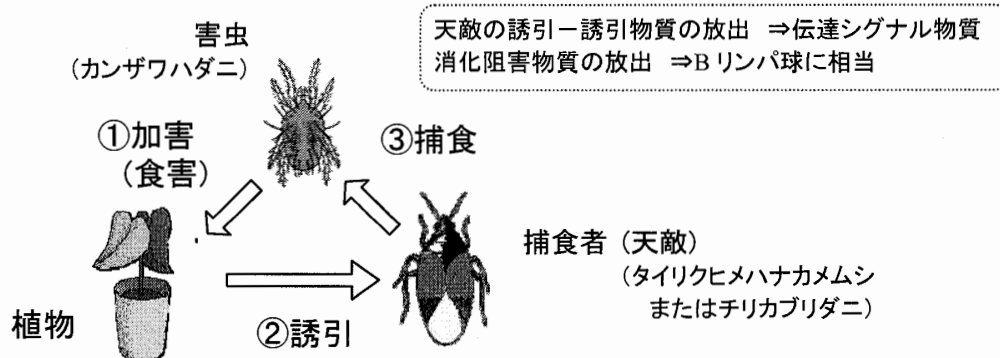


図 4.

ところでパターン形成の研究では、1991 年 9 月に私が組織委員長として初めての複雑系の国際会議「Pattern Formation in Complex Dissipative Systems」を北九州で開催した。J.Rossをはじめとして A.Newel、G.Ahlers、J.Parisi、L.Kramer、A.Libchaber など 40 名余の海外の非平衡散逸系、パターン形成を研究する実験家、理論家を招待、国内から 100 名以上の参加者があり、3 日間の活発な国際会議であった。しかし個人的には国際会議を開催する際の資金集めに苦労した。ずうずうしいことだが北九州市に未完成の国際会議場を無償で借りられないか交渉し、市はその熱意を認め一部まだ工事中であったが、この会議場を開館前（1991 年 10 月開館）という理由で丸ごと無償で貸してくださった（開館前の会議のため、現在も「北九州国際会議場で開催された国際会議リスト」には記載されていない）。それは北九州市が、丁度、将来計画として国際化や国際会議の誘致を目指していた方向にうまくマッチしたためであった。それに加えて市は補助金も援助してくださった。その他、島津財団や鹿島財団からの助成金、トヨタをはじめとした数十社からの寄付金でユニークな運営をすることができた。徒歩 2 分程度の近くのホテルを参加者の昼食、夕食、招待者のための宿泊などで借り上げ、会議は夕食後もビール片手に深夜 12 時までビデオセッションとして国際会議場で未使用のプロジェクターを使って行われた。この結果、準備に 1 年かけたが、それなりの成果のあるユニークなワークショップとなった（会議録: World Sci. Pub. から 1992 年に出版）²。

² S.Kai ed., 「Pattern Formation in Complex Dissipative Systems」 (World Sci. Pub., 1992)



図 5. 1991 年の国際会議の集合写真

パターン形成の研究は、1994 年に九州大学に転任した以後も、電気対流現象を中心に続けていた。1996 年になって、たまたまドイツから A.Rossberg、ロシアから M.I.Tribelsky が私の研究室に滞在していた。当時、私のグループではホメオトロピック配向した MBBA 液晶の電気対流の研究を行っていた。ホメオトロピック配向を使用したきっかけは、1992~3 年にこの配向系に垂直に回転磁場を印加し、液晶ディレクターの振動配向位相がつくる振動パターンの研究を行っていたためである。この系ではディレクターの配向が波のように伝搬し、BZ 化学振動子のつくるターゲットやスパイラルに類似したパターンが形成される。しかも液晶ではそれが電場と磁場で制御できるため正確なこと、反応物濃度の消耗など起こらず長時間の定常状態が維持可能であることなど実験的便利さから格好の研究対象であった。

一方、このホメオトロピック系の電界効果は昔からディスプレイの最適候補として良く研究されていたが、電界を印加すると生じるパターンはプレーナー系と違い整然としたパターンを示さない。これは表面配向に生まれる排除できない不均一性のためと考えられ、1970 年代の初めには既に研究の対象から外れていた。たまたま、BZ 反応との関連からこのホメオトロピック系を使い、磁場で制御しながらその対流パターンのブッセ・ダイアグラム（パターン相図）の作成を試みた。その結果、磁場のない場合には対流発生点から既に系は乱れて乱流が発生し、電場に垂直に静止磁場を加えると周期パターンが観測されダイアグラムが得られることを見いだした。しかし無磁場下の対流発生点で直ちに起こる乱流の発生の真偽に思い悩んでいた。ちょうどその時に研究室を訪問していた Tribelsky 氏が、Nikolaevskii 方程式の計算機シミュレーションで静止状態から 1 回の正分岐を経て直ちに乱流状態になることを紹介した。これは同じ現象ではないかと考え、実験を説明すると二人の意見は一致した。そして 1996 年に 3 名はそれぞれ独立に、Tribelsky 氏がそのシミュレーションを Phys.Rev.Lett. に発表し⁵⁾、私が実験結果をソフトモード乱流と名付けて J.Phys.Chem に発表した。議論に加わっていた Rossberg も液晶に対する現象論的モデルを Phys.Rev.Lett. に発表した⁶⁾。私がソフトモード乱流と呼んだ理由は、乱流揺らぎの相関時間が分岐点に向かってソフト化することからであった。

この現象の本質は、ホメオトロピック配向した液晶では、対流発生点まで連続回転対称性が保存され、中立安定の南部・ゴールドストーンモードが存在する。対流が発生すると短波長の対流モ

ードとこの南部・ゴールドストーンモードのカップリングによって、静止状態からただ1回の正分岐を経て乱流が発生する。1回の逆分岐あるいは複数回の正分岐を経て乱流（カオス）が発生することは既に知られていたが、1回の正分岐による発生は知られておらず、これは新しいタイプの乱流発生へのルートである。前述したように Nikolaevskii 方程式は Kuramoto-Sivansinsky (KS) 方程式の摂動展開をもう一つ高次まで行った方程式にあたり、これ以後再び、KS 方程式となれば多くの研究者がこのタイプの方程式の数値研究を進めることになる。

もう一つ継続して行ってきた研究に非線形開放系における外部雑音の効果がある。これは、1978年、液晶の電気対流現象で深い考えもなく、外部雑音を対流構造に加えたらどうなるのだろうかという単純な疑問から行った。すると雑音強度に比例して対流発生閾値が上昇するという意外な結果を得た。その一方で適度な弱い雑音強度の時には閾値が低下した。そこで私はその機構を雑音がいくつもの対流モードを励起し、本来の周期対流パターンの励起を阻害するために起こるとして報告した。我々はこれらの雑音効果を相乗確率現象と呼んだ。この雑音効果の原因は最初の分岐点ではむしろ平凡であったが、乱流発生点など高次構造の分岐で観測される効果は特異で、この高次の分岐点での雑音効果をその頃学振の訪問研究員であったドイツの研究者 H.R.Brand 氏（現バイロイト大学教授）と共同で研究した。ところで1980年代後半に入ると、非平衡散逸系に見られる外部雑音の効果の研究は一つのブームとなったが、その火付け役は我々の研究ではなかった。それは次のような地球科学の分野でなされた研究であった。

地球の氷河期と間氷期の入れ替わりが約10万年周期で起こることが知られており、これをミランコビッチサイクルと呼ぶ。この擬周期的気候変動の原因として、当初、地球の公転周期偏差による太陽定数変動と考えられたが、これだけではこのサイクルの発生には十分でなく、納得のいく説明が1980年代初めまでなかった。イタリアの R.Benzi はそれを木星や土星、地球内部の様々な速い変動を含む外部雑音による効果が加わり、太陽定数の10万年周期の変動と相乗的に働くと氷河期-間氷期転移が起こることを示した⁷⁾。彼はそれを Stochastic Resonance（確率共鳴）と名付け、このユニークなネーミングによって一躍脚光を浴び、広い分野でその現象が探索され研究されるようになった。一方で私たちの相乗確率効果はパイオニア的な仕事ではあったが、液晶の電気対流を行っている研究者の間にしか広がらなかった。その後、確率共鳴は物理・化学の広い分野で見いだされ、特に1990年代後半になって生体系に普遍的に観測されるようになった結果、一つの大きな研究分野を形成することになった。外部雑音の研究を行っていた私たちも確率共鳴に興味をもち、1990年代末から2000年代にかけて BZ 反応系や生体系特に脳科学で確率共鳴や確率同期の研究を行った。特に脳・視覚野における確率同期現象は2002年に Nature や Physics World でも紹介された。

少し長い歴史話になったので、その前後の1980年代から現在までの他の研究の歴史は短く端折ることにする。1980年代中頃には、化学反応する水/油の接触界面にうまれるパターンの研究を行い、反応に伴う界面張力変化が誘起する流体運動（いわゆるマランゴニ効果）が、界面に様々な波動やソリトン状運動を生むことを示した。1990年代中頃には走査トンネル顕微鏡による液晶分子の HOPG 上の配向パターンの研究、小豆の植生パターンの研究を行った。液晶分子のミクロ配向パターンでは、そのアルキル鎖の炭素数の偶奇性によって規則的に配向パターンが変わるこ

と、その原因が末端炭素の位置に起因することを明らかにした。植生（生態）パターンの研究では、実験から得られた経験的な成長方程式を使って、チューリングのように二種の相反する機能を持つ化学物質（促進と抑制）の反応拡散方程式と実験から得られた個体（細胞）の成長方程式を結合させたモデルを構築した。そのシミュレーション結果が我々の実験結果と良く一致することを示したが、その重要なポイントは、（１）チューリングモデルは化学物質が示す濃度分布パターンを議論したもので生体のつくるパターンを直接モデル化したものではない、しかし、ここでは実際の細胞成長と化学物質の関係がモデル化され、チューリングモデルより実際の生体現象に近いモデルとなっている、（２）成長過程に与えられた化学物質の効果は初期ほど強い効果を与え、競合成長や内分泌攪乱物質（俗に環境ホルモンと呼ばれる）の影響も含んだモデルになっている、ことである。

2000 年に入ると、その他、植物サーカディアンリズムの発生機構と分岐とその雑音効果、マウス胎児のニューロン成長過程とその雑音効果等の研究を行った。最近では、液晶エラストマーの収縮機構の研究、非平衡ナノワイヤーの形成機構の研究、クーロンブロッケイド・ネットワークに見られる電子のトンネルパターンの統計物理・外部雑音効果などの研究も始めている。これらはいずれも広い意味でパターン形成現象と捉えることができる。

以下では、多様な様相を呈すパターン形成のなかで私自身がライフワークとして長期間研究を続けた液晶のパターン形成を始め、「はじめに」に述べた二つの異なったタイプのパターン形成の話題を中心に紹介し、最後にパターン形成の将来展望を述べる。

3. パターン形成の物理

3. 1. 電気対流に見られるパターン形成

液晶のパターン形成に関する詳細は、筆者の二つの著書と多くの解説（液晶のパターン形成の文献項）があるので、ここでは主にこのパターン形成の要点を述べ、その興味深い点と未解明の問題を述べることにとどめる。

液晶にある閾値以上の電圧を加えると **RB** 対流と同様の対流現象が発生する。これは電気対流と呼ばれている。電気対流は、**RB** 対流に比べて発生機構は複雑だがミクロな発生機構によらない普遍性をもった散逸構造で、非線形物理の観点からみるとむしろ多様で有利な面の多い対象であり、近年、活発に研究が行われている。電気対流では **RB** 対流の制御パラメータである温度差（レイリー数）が電圧 V^2 に、また生じた揺らぎが粘性揺らぎで緩和するか熱揺らぎで緩和するかを決めるプラントル数が、周波数の逆数に相当する。したがって、例えば熱対流でプラントル数を変えるには流体の種類を変えねばならないが、液晶では印加電圧の周波数を変えることで実現できること、また電圧は温度と比べると応答が速く制御しやすいこと、など多くの利点がある。

図 6 に示すように、ガラス電極間に液晶を封入する際にガラス面の処理を変えると、液晶ディレクターの二つの異なった初期配向を実現することができる。ここで、図 6a をプレーナー配向、図 6b をホメオトロピック配向と呼ぶ。図 6a のプレーナー配向では z 軸（電界方向）に対し回転対称性が破れているが、図 6b のホメオトロピック配向では連続回転対称性が保存されている。この初期の配向対称性の破れによって対流発生過程、形成されるパターンが全く異なり、散逸パタ

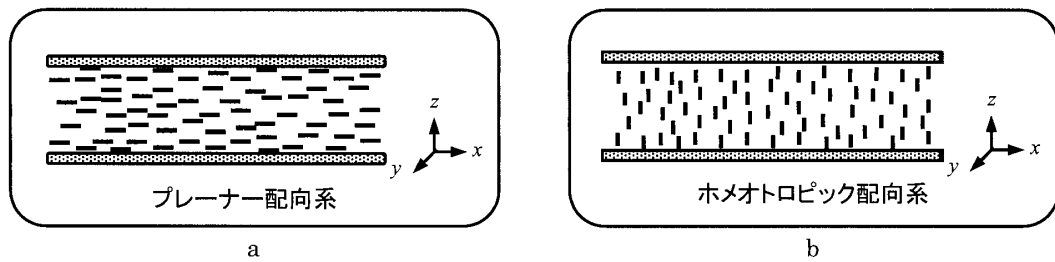


図 6.

ーン形成に対称性の重要性がうかがえる。一例として印加電圧（規格化電圧 $\varepsilon = V^2 - V_c^2 / V_c^2$ ）を上昇させて乱流までに現れるパターン遷移過程をそれぞれ図 7 に示した。プレーナー（P）系はウィリアムズドメイン（WD）と呼ばれるロール状周期対流から、欠陥が揺らぐ WD（FWD）、3次元のセル状対流グリッドパターン（GP）などいくつかの周期構造や振動構造を経て最終的に完全に乱れた乱流状態（DSM）に到達する。一方、ホメオトロピック（H）系は、静止安定状態から、最初の不安定によって弱い乱流状態が発生する。これをソフトモード乱流と呼ぶ。電圧を上昇するとこのゆっくりとした乱流が鋭い変化を見せることなく連続的に強く乱れて、最終的には完全に発達した乱流へと遷移する。この遷移過程には今のところ明確な分岐は観測されていないが、発見されていないだけで新しい分岐があってもおかしくはない。

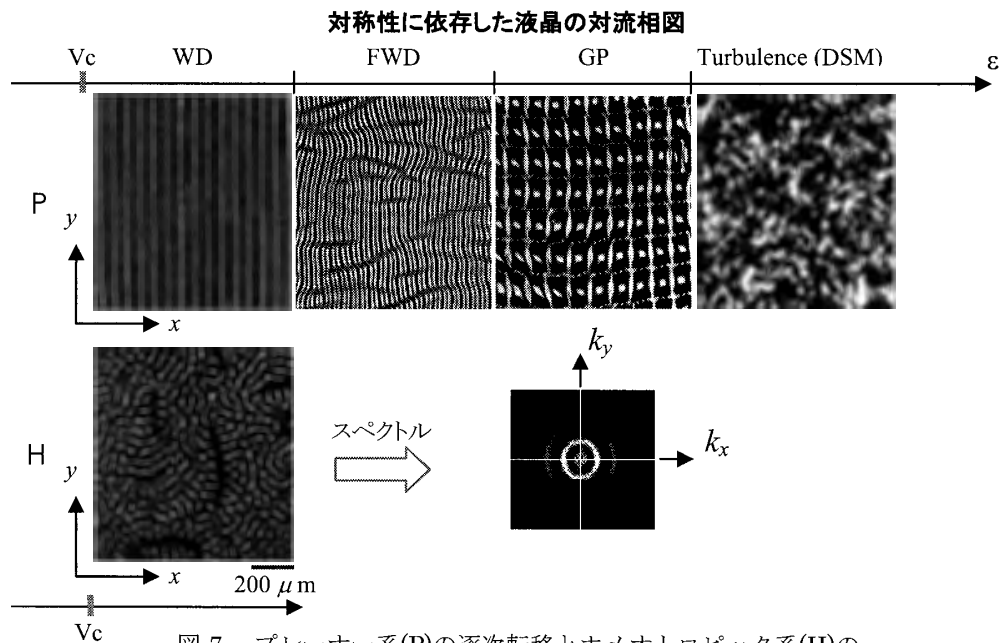


図 7. プレーナー系(P)の逐次転移とホメオトロピック系(H)の転移とソフトモード乱流の2次元波数空間スペクトル

ここでは、まず RB 対流と非常に良いアナロジーをもつプレーナー系（P）から話をすすめる。最初の対流発生点近傍では、図 8 に示されるようなブッセバルーンと呼ばれる相図が得られる。図 8a は我々によって実験的に求められたもので、図 8b は Sasa によるモデル(1)から求められたものである⁸⁾。ここで、NS は中立安定曲線、EK はエクハス不安定線、ZZ はジグザグ不安定線、SV はスキュドバリコース不安定線を示す。また $k_0(\varepsilon)$ は ε を変えたときに最終的に生じる安定波数である。両者にはよい一致が見られる。このモデル(1)で重要なポイントは平均流(mean flow)の項を導入したことである。

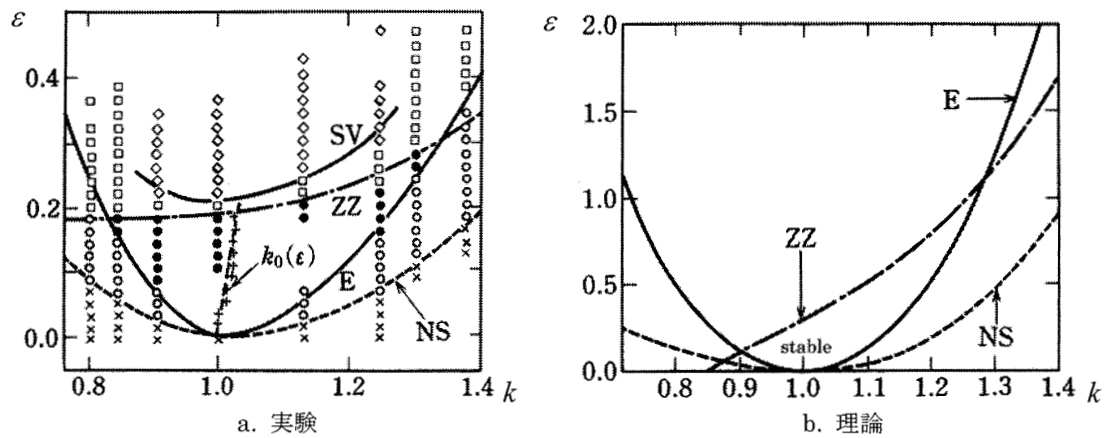


図 8. 液晶電気対流のブッセダイアグラム

$$\partial_T A + |A|^2 A = \varepsilon A + a \partial_x \partial_y A + \nabla^2 A + \text{mean flow} \quad (1)$$

プレーナー系では、図 7 に示されるように逐次に轉移しながら乱流へと発展していく。その過程でパターン形成にしばしば見事な階層が観測される。一例として図 9 に三次元セル対流 GP の例を示した。図 9a のように拡大した図ではきれいな格子状の対流パターンが観測されるが、視野を広げ大きな視野でみるとこれらの格子状パターンにはわずかな振動位相の差があり、それがターゲット(同心楕円：写真左端)やスパイラル(写真の右上)を呈する(図 9 b)。GP それ自体は対流振幅による構造であり、一方、よく知られているようにターゲットやスパイラルはその振動が作る構造で、縮約された位相方程式によって記述される。「木を見て森を見ず」という言葉があるように、拡大して GP ばかり観測していたため、この位相パターンの発見にはその後 20 年近くを必要とした⁹⁾。液晶の電気対流では容易に非常に大きなアスペクト比が実現できる利点をもつ。それが、このような見事な縮約階層パターンが観測されることにつながったといえる。

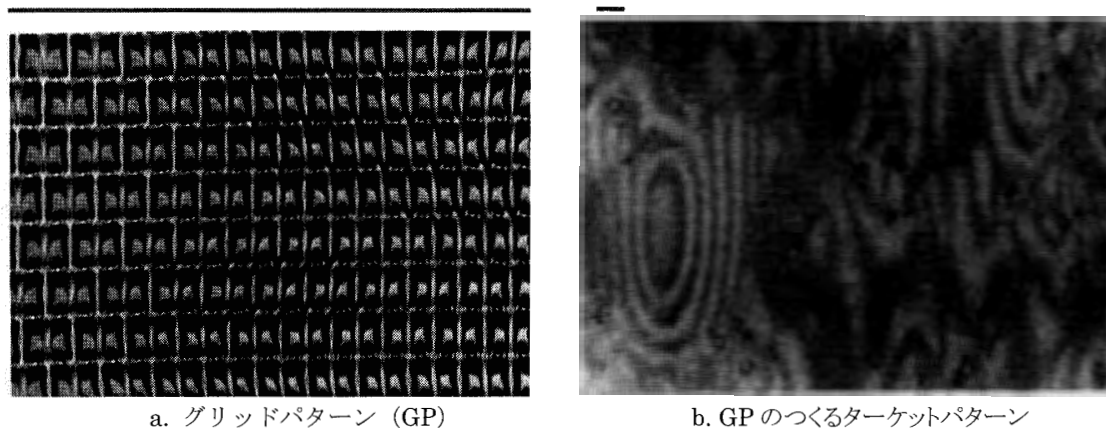


図 9. グリッドパターンがつくる階層性

図の上の — がスケールを表す。b.では長さで 16 倍(エリアで 240 倍)広範囲を見ている

乱流構造についても液晶の特徴を表し、異方性乱流 (DSM1) と等方性乱流 (DSM2) が存在しその間を遷移する。図 10 に DSM1 の中に DSM2 が核生成され、成長する様子が示されている。この核の平均的成長は、Kolmogorov-Avrami 核生成・成長理論で表面的には表せたが、納得のいかない事実もあった。それは、生成率や成長速度に説明の出来ない特殊な指数が現れたこと、通常の核生成の場合には高温にすると核は界面から溶解して次第に小さくなるが、この乱流核は電圧を分岐点以下にすると核が縮小するのではなく、核全体が均一に溶解することであった。あわせてヒステリシスもその幅が電圧の変化率に依存した (図 11)。ところが最近この遷移に竹内 (東大) らによる新しい観点からの解釈が提案された¹⁰⁾。それによるとこれらが方向性パーコレーション (DP) の普遍クラスに属する現象として理解でき、DSM1-DSM2 転移が absorbing state と infection state の間の転移とみなせ、DP 普遍クラスの各指数と一致することを示した。これは現在、DP 普遍クラスの唯一の実験的な証明となっている。また DSM2 の核は界面が不規則なギザギザ模様で常にダイナミックに変化して成長している。この成長界面が、局所成長に対する Kardar-Parisi-Zhang (KPZ) 方程式、いわゆるランダム力をもつ Burgers 方程式で記述される普遍クラスに属することも示した¹¹⁾。その観点から奇妙なヒステリシスの挙動も説明された。これらは発見当時には私が考えもしなかった新しい展開である。

その他、印加する電界の周波数をあげるとある臨界周波数以上で、シェブロンと呼ばれる綾杉模様の対流パターンが観測される。この対流は、図 12 に示すように、周期欠陥によって形成されるタイプ (Defect-Mediated(DM)シェブロン) と欠陥を経ずに形成されるパターン (Defect-Free (DF) シェブロン) に分けられる。DF に関する機構は未解明であるが、DM シェブロンについてはモデル解析が進んでおり、パイロイト大学のグループは、異符号と同符号の欠陥の間に引力・斥力が働くことから、それらを仮想電荷とみなすことによって、次のチューリングタイプの方程式を導いた。

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \bar{\rho}}{\partial x^2} - 2\pi\sigma\bar{\rho} + \sigma\psi \\ \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(K_3 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + 2\Gamma h^2 \right) \psi + 2\Gamma |A|_{\text{eff}}^2 [2\pi\bar{\rho} - \psi] \end{cases} \quad (2a)$$

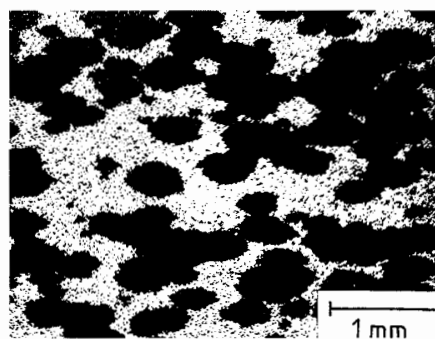


図 10. DSM1 にみられる DSM2 (黒) の成長

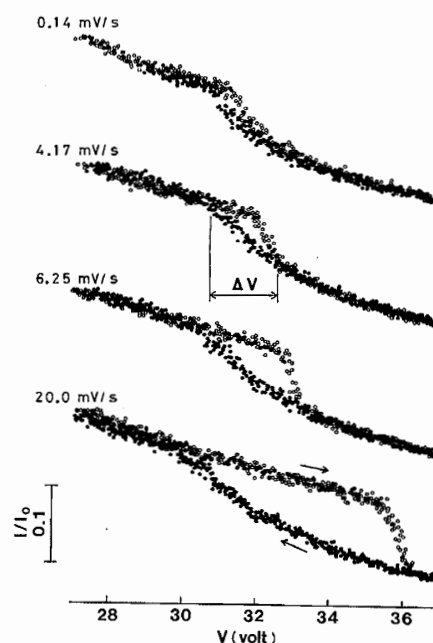


図 11. DSM1-DSM2 転移点のヒステリシス。スキャンレートを小さくするとヒステリシスは消える

ここで第一式は電荷保存則から導かれ、 ρ は電荷密度（⊕と⊖符号の欠陥の密度差）、 D は拡散係数、 ψ はロールの傾き角の程度、 σ は等価導電率である。また第二式はディレクターのトルクバランス方程式で、 K_3 が弾性係数、 h がディレクターの回転を抑える外場（アンカーリングまたは磁場）、 Γ は外場とディレクターとの結合係数、 A は対流振幅である。これを適切に変数変換すると次の式を得る。なお参考までに□内にチューリング方程式を記載した。

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} = a\rho + b\psi + D \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \\ \frac{\partial \psi}{\partial t} = c\rho + d\psi + K_3 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \end{cases} \quad (2b)$$

$$a = -2\pi\sigma, \quad b = \sigma, \quad c = 4\pi\Gamma|A|_{eff}^2$$

$$d = -2\Gamma(|A|_{eff}^2 - h^2)$$

Turning Model

$$\begin{cases} \frac{\partial X}{\partial t} = aX - (a+1)Y + D_X \nabla^2 X \\ \frac{\partial Y}{\partial t} = -bY + (b-1)X + D_Y \nabla^2 Y \end{cases} \quad \begin{array}{l} X: \text{activator} \quad (D_Y > D_X) \\ Y: \text{inhibitor} \quad (b > a > 0) \end{array}$$

この(2)のシミュレーション結果を図 13 に示す¹²⁾。非常によい一致が得られている。詳細は「液晶のパターンダイナミクス」(培風館 2009) と筆者の 2 つの解説を参照願いたい。これら以外にも、様々な不安定とパターン形成がプレーナー系では観測される。なお DSM1-2 転移やシェブロン研究については、訪問研究員として 1989~90 年に九州工大の私の研究室に滞在した現バイロイト大学教授の W.Zimmermann 氏との議論が大いなる助けとなった。

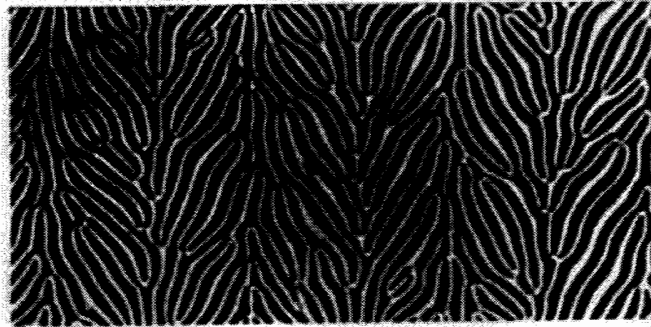


図 12. DM シェブロン (実験)

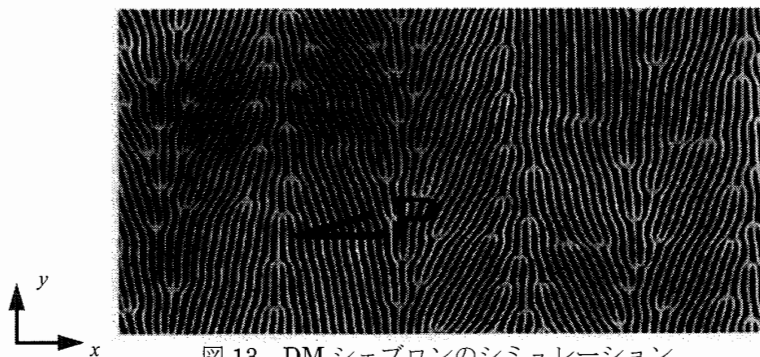


図 13. DM シェブロンのシミュレーション

一方、ホメオトロピック系の電気対流では、図 14 に示すように液晶の初期配向が電界に平行であるために x - y 面内での写影は“点”となり、連続回転対称性をもつ。負の誘電異方性をもつ液晶に電界を印加し増加させると、有る閾値 V_F でフレデリクス転移と呼ばれる配向転移を起こす。このときディレクターは垂直から傾き、この配向の傾き θ に伴い C-ディレクターが生じる。こうして電界方向に対して連続回転対称性が自発的に破れ、C-ディレクターは南部・ゴールドストーンモード、すなわち波数 $k \rightarrow 0$ の極限で緩和時間が ∞ となるモード、となる。

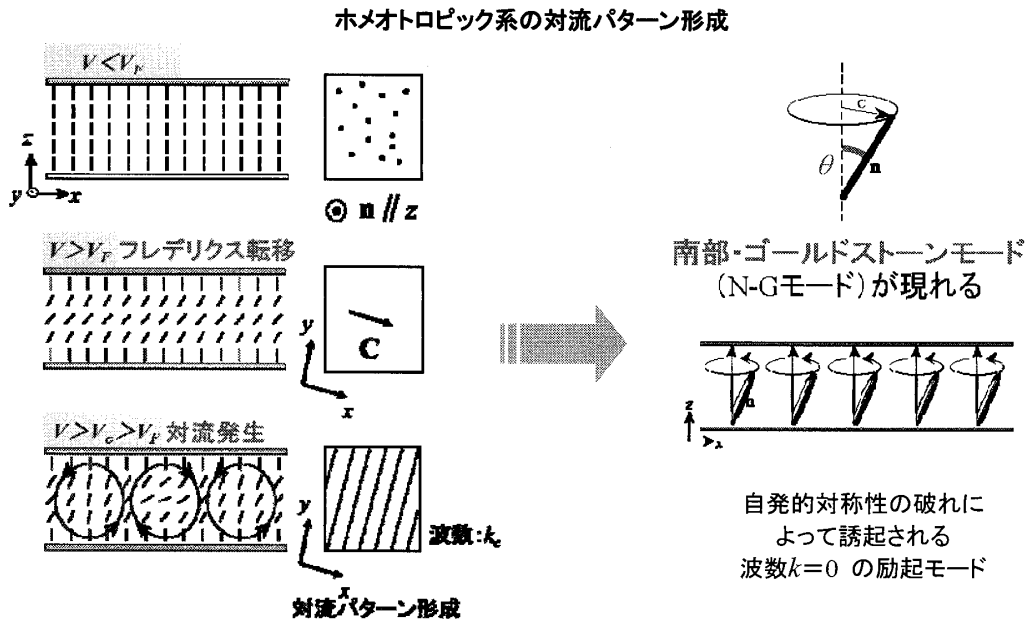


図 14. 南部・ゴールドストーンモードの発生

C: x - y 面内に射影された液晶ディレクター (C-ディレクター)

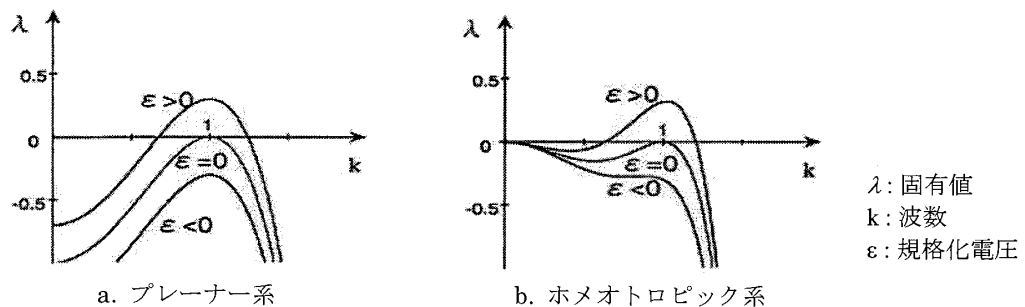


図 15. プレーナーとホメオトロピック系の対流発生点近傍の分散関係を示す。

図 14 にホメオトロピック配向における南部・ゴールドストーンモードの出現機構、その存在によるプレーナー系(a)の対流点近傍とは異なった分散関係 (b) を図 15 に示す。この分散関係では C-ディレクターの方位角 ϕ の回転揺らぎには復元力が働かない。電界を増加させると ($V > V_c > V_F$)、液晶層の厚さに近いサイズの対流が発生する (図 14)。このときこの短波長の対流モードと南部・ゴールドストーンモードとが結合して、ソフトモード乱流と呼ばれる特殊な乱流が発生する。このソフトモード乱流では対流モードの 2 次元波数ベクトルは全体として図 7 に示した同心円スペクトルで分かるようにランダムな方向を向いている。しかしある平均サイズ L の局所ドメイン内では向きが揃っている。この L は $L \propto \varepsilon^{-0.5}$ の関係で分岐点に向かって発散する。この指数 0.5 は、

分岐点のごく近傍では異なると予想されているが、まだ求められていない。またこの乱流中での粒子の拡散は通常の拡散の 10^3 程度大きく、その速度の振幅分布は Levy 分布となっている。つまり、滞留とジャンプの確率が通常より高い。同時にドメイン内とドメイン間の拡散の挙動は異なっており、ドメイン内は異常拡散領域、ドメイン間は正常拡散である。これに伴い揺動定理が成り立つ条件・領域と、成り立たない条件・領域があることが分かってきた。さらにはパターンの揺らぎの自己相関関数が、ある時間 τ_1 （この時間は記憶関数と関連）より短い時間領域ではべき的減衰を示し、一方 τ_1 より長い時間領域では特性時間 τ_2 をもつ指数減衰を示すことが分かった。これらの特性時間は波数に対してあるスケール則を示す。このような自己相関関数の二重構造は、森・岡村らによって提唱されており、KS 方程式や Nikolaevskii 方程式に観測されているが^{13,14)}、実験的な証明はソフトモード乱流が初めてである。それはマクロ系ゆえに観測可能だったものと考えている。また、さらに一方で相関関数にはガラス転移との類似性も見いだされている。

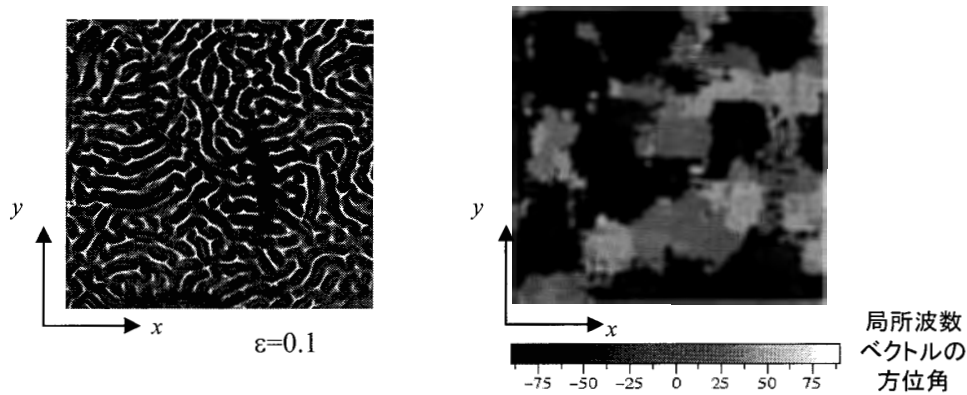


図 16. ソフトモード乱流が示す局所ベクトル方向が揃ったドメイン構造

ところで、磁界を電界に対して垂直面内に印加すると、C-ディレクターは磁界方向が配向容易軸となり、連続回転対称性が失われ南部・ゴールドストーンモードは消滅する。このためある強さ以上の磁界下 ($H > H_c$) ではソフトモード乱流は観測されない。この閾値磁界以下 ($H < H_c$) では、磁界と電界のパラメータ面内で複雑な相図を示す。そこではノーマルロール、アブノーマルロール、オブリクロールならびに欠陥形成がからみ多様で複雑になる。したがって、この領域の解明は今後の課題である。

このソフトモード乱流は、前述したように Nikolaevskii 方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[\varepsilon - \left(1 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right)^2 \right] u + \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 = 0 \quad (3)$$

の振舞う現象と非常に似通っており²⁹⁾、その1次元縮約方程式は英国の P.C. Matthews と S.M. Cox によって、対流モード u を $u \sim \varepsilon^{2/3} A(X, T) \exp(ix) + c.c. + \varepsilon^2 f(X, T)$ ($X = \sqrt{\varepsilon} x$, $T = \varepsilon t$) と置く

$$\begin{cases} \frac{\partial A}{\partial T} = A + 4 \frac{\partial^2 A}{\partial X^2} - i f A \\ \frac{\partial f}{\partial T} = \frac{\partial^2 f}{\partial X^2} - \frac{\partial}{\partial X} |A|^2 \end{cases} \quad (4)$$

ことによつてと求められた¹⁵⁾。一方、液晶では Rossberg によつて現象論的に、

対流振幅モード（短波長）

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \varepsilon A - g|A|^2 A + \xi^2 \nabla^2 A + iA\phi \quad (5a)$$

ゴールドストーンモード

$$(1) \quad \gamma \frac{\partial \phi}{\partial t} = KV^2 \phi - h^2 \phi - |A|^2 \phi \quad (5b) : \text{オブリクロール(OR)領域} \\ \text{(定常解なし)}$$

$$(2) \quad \gamma \frac{\partial \phi}{\partial t} = KV^2 \phi - h^2 \phi + |A|^2 \phi \quad (5c) : \text{ノーマルロール(NR) 領域} \\ \text{(一様定常解)}$$

と求められた（原式は複雑なので、ここではエッセンスのみで表した）。ここで A は対流振幅、 ϕ は C-ディレクターの x - y 面内の方位角、 K は弾性係数、 h は外場（磁場）、 γ は回転粘性係数を表す。また、 g, ξ はある係数である⁶⁾。このように液晶では OR（オブリクロール）か NR（ノーマルロール）領域かでソフトモード乱流が異なる。この Nikolaevskii 方程式の数理解について、関連する KS 方程式と共に、現在、盛んに研究が行われている¹⁶⁻²²⁾。

さて上述したように液晶のソフトモード乱流には大きく 2 種類の領域、NR 領域と OR 領域、があり、その間の転移は XY モデル系に見られるコスタリッツ・サウレス（Kosterlitz-Thouless : KT）転移に類似している。液晶では、双方ともソフトモード乱流であるが、転移点をはさんで欠陥の少ない長い相関の秩序相（NR）と欠陥の多い指数減衰相関の無秩序相（OR）が存在する。液晶と XY モデルとの相違は、前者では周波数、後者では温度が制御パラメータであり、それぞれリフシツ周波数、KT 転移温度と定義されている。しかし、大切な点は、このソフトモード乱流の秩序相—無秩序相転移はエネルギー散逸率が深く関与して起こることである。このことは外部雑音効果とも深く関与すると思われる。

最後に、液晶の電気対流におけるパターン形成の数理に重要な点を述べておく。このパターン形成では、初期の対称性とその数理構造を大きく変えることである。つまりプレーナー型の電気対流では Swift-Hohenberg 型方程式で記述されるパターン形成を行い、ブッセ・ダイヤグラム（図 8）を得る。一方、ホメオトロピック型では Nikolaevskii 方程式（但し 2 次元）で記述され、ブッセ・ダイヤグラムで言えば、中立安定（NS）の内側は全て不安定である。もっとも 2 次元の Nikolaevskii 方程式の NS 線の形は理論・実験の双方でもまだ求められていないが、ポンチ絵で描けば図 17 のように描けよう。一方、前述したように十分強い磁界下では南部・ゴールドストーンモードは完全に抑圧され、プレーナー型と同様の EK、ZZ、などのいくつかの不安定線をもった図 8 に類似のブッセ・ダイヤグラムが観測されることが既に報告されている。この事実は見方を変えれば、Nikolaevskii 方程式の NS 線はこれらの不安定線が縮退したものと推測される。もしそうであれば磁界強度を変えれば、この縮退が順次解けていき、多様なパターンが観測されることとなる。実際、式（3）の少し前に、比較的弱い磁界下では多様で複雑な相図が見られることを述べた。つまり液晶のこの磁界印加実験は、磁界という共役な変数をとおして、数理構造が Nikolaevskii 方程式から Swift-Hohenberg 方程式へ移り変わるということを示している。という

ことは Swift-Hohenberg 方程式と Nikolaevskii 方程式、さらには Kuramoto-Sivansinsky 方程式をも加えて、これらは数理的に繋がっていることを示し統一的に記述する方程式が存在することを暗示しているのではないかと考えられる²⁹⁾。今後、この観点からの研究が望まれる。

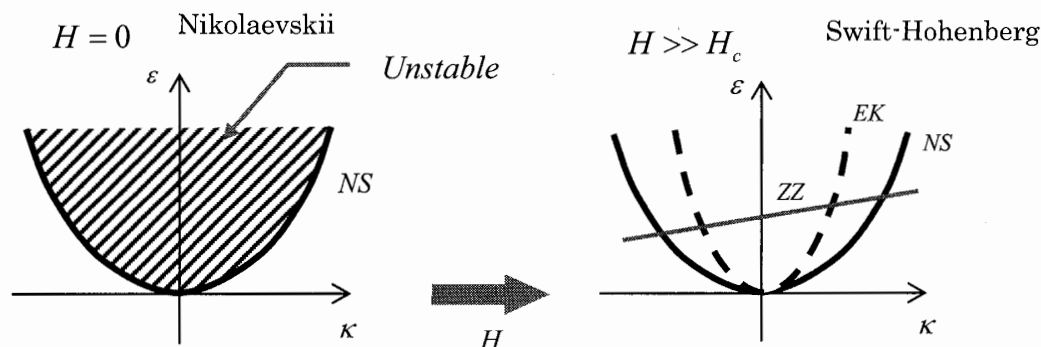


図17. Nikolaevskii方程式とSwift-Hohenberg方程式のそれぞれの場合のブッセ・ダイアグラム (Busse Balloon) (模式図)

なお液晶の電気対流に伴うパターン形成には、非常に多彩な様相があり、多くの説明が必要であるが、限られた紙面では記述することができない。そこで舌足らずで説明不足になった結果生まれる誤解を避けるために、それらについては著者の文献、特に本質的な議論とその普遍性については「パターン形成」(朝倉書店 1991)を参照されたい。そこには他のパターン形成との類似性が説明されており、20年前の著作であるがいまだに参考になる。また最近の発展、特にソフトモード乱流については「液晶のパターンダイナミクス」(培風館 2009)を参照されたい。ここでは多くの新しい現象と未解明の個別問題がそこに説明されている。

3. 2. 沈殿に伴うパターン形成

図 18 に有名な沈殿パターンであるリーゼガング・リングを示す。このようなパターンは貫入マグマや様々な結晶化・鉱物化現象で普遍的に観測される。リーゼガング形成機構に関する研究は 19 世紀から始まり、150 年ほどの歴史がある。系統的な研究は 120 年ほど前のリーゼガングを嚆矢とし、それ故リーゼガング・リング (パターン) と呼ばれる²³⁾。このパターン研究の歴史には、ラマン卿を始めとした 20 世紀の著名な科学者の名前が次々と出てくるほど広く興味を持たれ、多くの理論が提案された。J.Ross 教授も同様であり、私は彼からこのパターンの存在を知り、ある化学不安定性に伴うパターンとして考えることを学んだ。いずれにしても、多くの理論の中、反

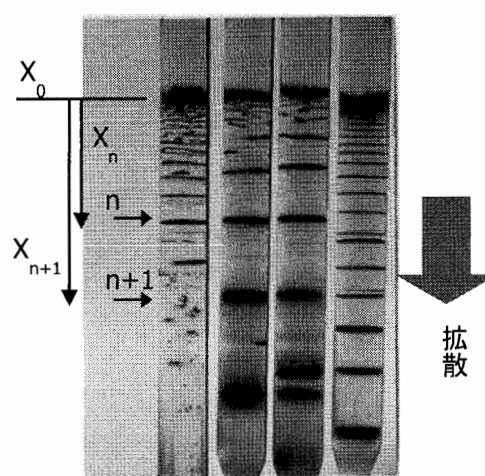
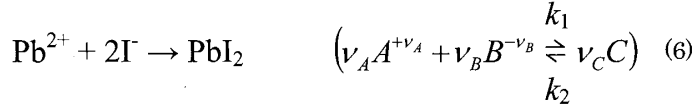


図 18. リーゼガング・リング (バンド)

応と拡散のみ考慮した過飽和理論とオストワルド熟成を考慮した競合成長理論が生き残っており、未だに盛んな研究がなされている。その 1、2 例を取り上げて説明する。

ここではヨウ化鉛（図 18）の沈殿パターンを例にとる。それは、一方に硝酸鉛（ PbNO_3 ）ゲル溶液、他方にヨウ化カリウム（ KI ）ゲル溶液を準備し、それを接触させると、接触点（ X_0 ）から反応、



が起こり、ヨウ化鉛（ PbI_2 ）結晶粒子の沈殿がスタートし周期的にバンドあるいはリングを形成する。この周期性には、スペース則や時間則と呼ばれる下記の関係が見られる。

$$\begin{aligned} \text{スペース則} \quad & X_{n+1} = P_1 X_n \\ \text{幅則} \quad & W_n = P_2 X_n \\ \text{時間則} \quad & X_n^2 / t_n = P_3 \end{aligned} \quad (7)$$

ここで X_n 、 X_{n+1} はそれぞれ n 番目、 $n+1$ 番目の沈殿リングの位置を表し、同様に W_n 、 t_n はそれぞれ n 番目の沈殿リングの幅、形成時間を表す。また、 P_1 、 P_2 、 P_3 はそれぞれ最初に準備した濃度にも依存する定数である。ちなみに $P_1=1.618$ （黄金比、濃度 $\text{KI} \sim 5\%$ 、 $\text{PbNO}_3 \sim 0.25\%$ で現れる）はフィボナッチ数列、 $P_1=2$ は太陽系のティトウス・ボーデの法則である。つまり花びらや葉の配置あるいは太陽系の惑星軌道の並び方、土星や木星の衛星軌道の並び方も同様の法則に乗っている。このことがカオスやカスケード過程をもつ乱流に見られるような、何か普遍的な様相を想起させる。（実際、惑星形成の最初のステップは、重力相互作用が無視できる領域で、ガスの過飽和状態から固体微粒子形成、微惑星形成初期の間に、およそその軌道位置に濃度疎密が生まれる。）

さて、(6)の反応式を図 19 にしたがって反応過程（STEP1）と沈殿過程（STEP2）の 2 つのステップに分けて考え、方程式にすると次のようになる。ここで d は沈殿量で P は沈殿率である。

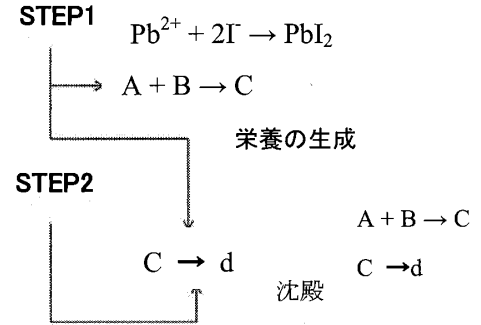


図 19 沈殿過程の階層性.

$$r = k_1 a^{\nu_A} b^{\nu_B} - k_2 c^{\nu_C} \quad (8a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} a = -\nu_A r + D_A \nabla^2 a \quad (8b)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} b = -\nu_B r + D_B \nabla^2 b \quad (8c)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} c = \nu_C r - P + D_C \nabla^2 c \quad (8d)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} d = P \quad (8e)$$

(8)のシミュレーションによれば、図 20 のように現象をよく記述する。ここで重要なポイントは STEP 2 の沈殿率 P を導入、 P に閾値と過飽和度依存性を持たせることで、幅則等も記述できる。しかし濃度勾配の小さいところではリングの位置は不規則で確率的になる。

そこで、この沈殿現象の立ち位置がどのようなカテゴリーに入るかを図 21 に示した。結晶の成長は単分散結晶の成長と、多分散結晶の成長とは異なる。単分散結晶の成長は結晶サイズが均一のため単結晶と同じダイナミクスであるが、多分散結晶ではサイズの異なる結晶間の相互作用が生じる。したがってこの多分散結晶は濃度勾配がある場合と無勾配の場合ではその成長に対する相互作用の寄与が異なる。そのため生じるパターンも異なる。勾配があれば図 18 のような周期的リーゼガング・リングが、なければ図 22 のようなランダム沈殿が生まれる。その際、沈殿のない穴のサイズ（スペース）が対数正規分布となっており、これはスペース則 $X_{n+1} = P_1 X_n$ のランダム化によるものである。

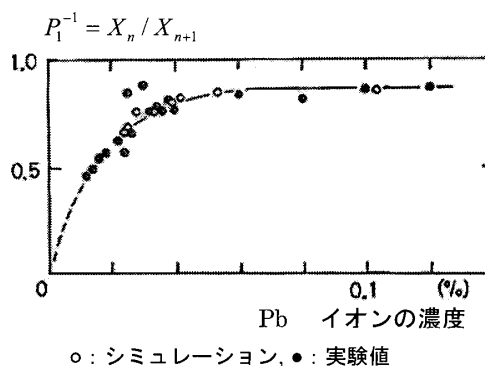


図 20. スペース則(KI=5%一定)
低濃度部の点線で表した領域は確率的でスペース則を求められない

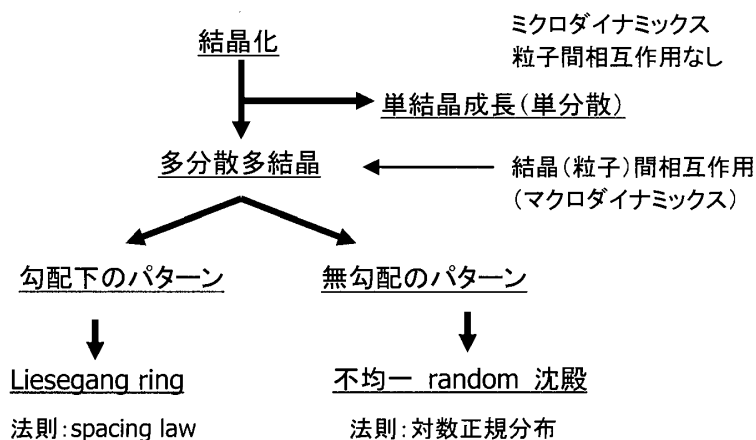


図 21. Liesegang ring の物理としての位置づけ

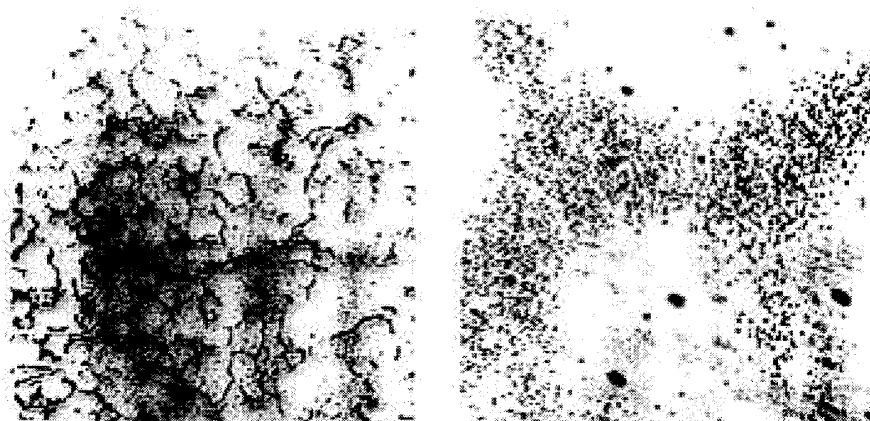


図 22. 無勾配の場合の沈殿パターン

$\text{PbI}_2 = 5.2 \text{ mM}$, $\text{Agar} = 1 \%$, $\xi = 2 \sim 8 \text{ mm}$

そこで多分散の場合に生まれる相互作用を考えよう。多分散、すなわち異なったサイズの結晶粒子が存在すると Gibbs-Thomson の関係にしたがい、そのサイズ R に依存して平衡濃度 $C_{eq}(R)$ が異なる。

$$C_{eq}(R) = C_{eq}(\infty) \left(1 + \frac{\alpha}{R} \right) \quad (9)$$

ここで α は毛管定数 $(2\sigma_\infty/k_B T)V$ 、 $C_{eq}(\infty)$ は平面の平衡濃度、 σ_∞ は平面の界面エネルギー、 V は結晶のモル体積である。そのため溶液バルク濃度に対して各々の粒子の安定度が異なる。これに伴い、融解、拡散、成長が各粒子間で生まれ、相互作用が生じる。これをオストワルド熟成と呼ぶ。各結晶粒子の異方性を無視して結晶を球形と仮定すると、このダイナミクスは下記のように記述される。

$$\dot{R} = \frac{M}{R} (\bar{C} - C_{eq}(R)) \quad (10)$$

ここで $\bar{C}$ は溶液バルク濃度、 $M = DV$ で、 D は拡散係数である。これらの効果を沈殿率 P に導入すると、

$$P = \frac{4\pi}{V} \int_0^\infty dR R^2 \dot{R} f(x, R, t) \quad (11)$$

となる。ここで $f(x, R, t)$ は x における粒子の分布関数であり、次の連続の式に従う。

$$\frac{\partial}{\partial t} f(x, R, t) + \frac{\partial}{\partial t} \frac{dR}{dt} f(x, R, t) = 0 \quad (12)$$

(8e)に(10)～(12)を加えて生まれるパターンはチューリングタイプである。これを競合成長理論という。この場合には(8)のように勾配がなくとも不安定を生じることができ、パターンが形成されるがスペース則は破れる。その代わりにスペースのサイズはトリガーとなる粒子のサイズに依存して決まり、粒子サイズのランダム性から図 22 のような対数正規分布が観測される。結局、(8e)と(10)～(12)の方程式の安定性によって系の安定性が決まり、そのポイントは、(i)コロイド粒子の成長則、(ii) $f(x, R, t)$ の形、(iii)モノマーの拡散係数である。例えば、 PbI_2 は不安定型であり図 22 のような無勾配パターンが生じるが、安定型の $\text{Mg}(\text{OH})_2$ には生じない。一方、勾配があればその周期則はスペース則に一致する。この点は過飽和理論も同様であるが、過飽和理論そのままでは幅則とリング内の 2 次構造が記述できない。それを修正した理論が、(8e)を含む上の一連の方程式群である。

なお、最近、この沈殿パターンの問題でいくつかの新しい進展が見られる。例えば、これまで定性的には複雑な素過程で生じているとして研究がおろそかにされていた逆 (Reverted) スペース則に対して、形成した沈殿が拡散してくるイオンを吸収することによって起こることを実験的に示したこと²⁴⁾、3次元の沈殿パターンの形成に成功したこと²⁵⁾、電界などの外力を加えてパターンの制御に成功したこと²⁶⁾、雑音の効果によって周期パターンが樹枝状パターンに変化すること²⁷⁾などが挙げられる。一方で、このリーゼガング・リングの形成の問題は拡散方程式の Moving

Boundary 問題とも関連して、現在でも数理科学の分野では興味をもたれて研究が行われている。リーゼガング・リングの研究には長い歴史があるが、この 120 年間を振り返ると、私の知る限り約 30 年ごとに周辺科学の発展に伴い大きな進展がなされている。前々回が 1950～60 年の過飽和理論の出現と発展、前回が 1980～90 年の縮約された反応定数 P (沈殿率) と競合成長理論の出現であったので、2010～20 年の間にこの問題について再び新アイデアから新しい進展があるかもしれない。

3. 3. 開放系における外部雑音の役割

開放系における外部雑音効果については、電気対流におけるパターン形成で最初にかつ最も詳しく行われた。電気対流現象では、縮約された TDGL 型方程式のなかに雑音電圧 η が次のように入ってくる。

$$\dot{A} = a(\varepsilon, \eta, \eta^2)A - bA^3 \quad \langle \eta(t)\eta(t') \rangle = V_N^2 e^{-\frac{t-t'}{\tau_N}} \quad (13)$$

ここで A は対流振幅である。雑音 η の効果は第一項の中に入ってくるため、これを我々は相乗確率現象と呼んだ。実験的には雑音印加に伴い対流発生閾値が上昇した。前述したようにこの最初の分岐点での効果はむしろ平凡であるが、この特性が雑音の相関時間や分布、種類 (均一、二項、1/f、白色など) に大きく依存し、またその効果に対流パターンの構造に依存することは予想外であった (図 23)。特に相関時間 τ_N の効果は大きく、雑音の相関時間が長いとむしろ対流発生閾値を低下させ、パターンの形成を促進させた。図 23 に見られるような複雑な雑音依存性は発見以来 20 年以上になるが、まだ未解明のままである。なお相関時間が短く、かつ強度の弱い雑音領域では一旦閾値が低下した後、雑音強度の増加とともに閾値も比例して増加することが観測された。つまり最適な弱い雑音で閾値の極小が観測される。これがいわゆるのちに確率共鳴と呼ばれる現象である。この確率共鳴の一般論は既に良く理解されている。

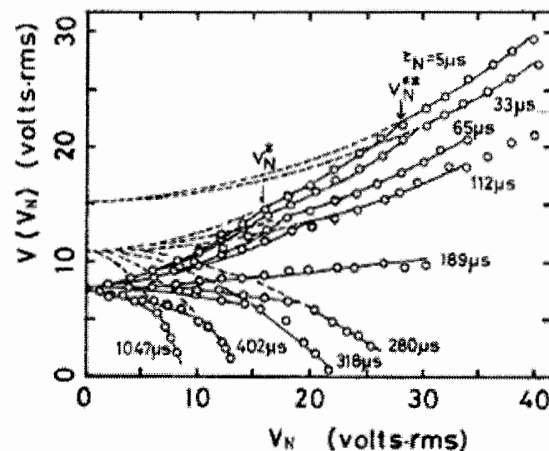


図 23. 各パターン形成閾値の雑音電圧強度 V_N 依存性および雑音の相関時間 τ_N 依存性

ここで点線は各スロープを $V_N = 0$ に外挿したもので、 $V_c(0) = 7V$ が WD, $V_c(0) \sim 10V$ が FWD, $V_c(0) = 15V$ が GP の閾値にあたる。それぞれに対する雑音依存性が閾値 V_N^* , V_N^{**} で異なる

このような外部雑音効果は、液晶の電気対流現象のみでなくベローゾフ・ジャボチンスキー (BZ) 振動化学反応系にもみられる。触媒を通常のフェロインからルテニウム錯体に変えることによって光感受性の BZ 反応系を構成できる。それは光照射によって振動を制御でき、位相をシフトさせることも振動を停止させることも可能になる。たとえば異なった触媒濃度を二つのビーズに吸着させ一つの反応溶液に浸すことによって異なった振動数の BZ ビーズ反応系を実現できる。それらを十分近くに置くと引き込みが起こり同期する。しかしある距離に離すか、あるいは振動数差を大きくすると引き込みは起こらない。その状態に外部から雑音光を照射すると、再び雑音に誘起されて引き込みが起こる。図 24、25 はそのような系の同期率と雑音の関係を示したものである。図 24 は Amemiya らによる光感受性 BZ 反応系のモデル方程式²⁸⁾を使用したシミュレーションから得られた確率同期 (共鳴) を示し、図 25 は我々が行った実験結果である。良い一致がみられる。実験は $N=20 \times 20$ 個の 2 次元ビーズ系まで拡張して行われたが、周波数差と引き込み、確率同期のいずれも似た結果を示した。いずれにしても、これらの結果が示唆することは、BZ 反応ビーズにある周期摂動を加えても互いの相互作用が弱い場合には全系にわたる同期は起こらないが、外部雑音を印加すると同期するということを示唆している。そこでこの成果を脳に応用することにした。

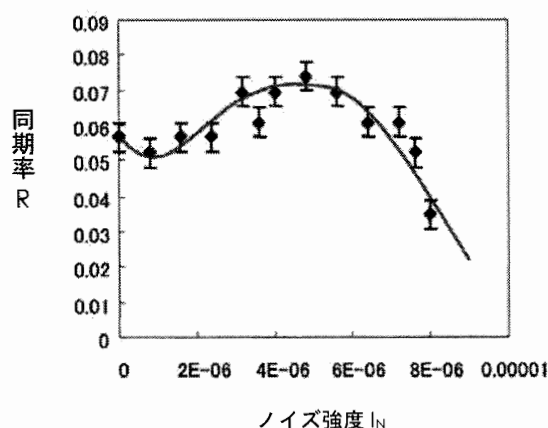


図 24. BZ 反応における確率同期の
同期率計算機シミュレーション

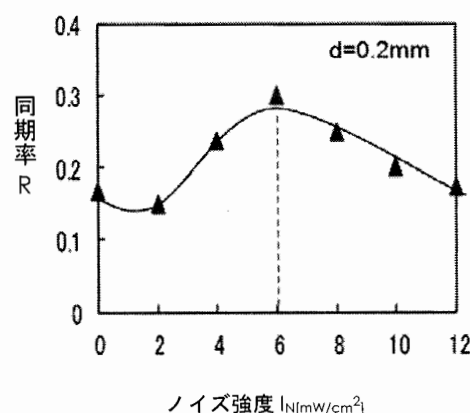


図 25. ルテニウム系の実験結果

1990 年代には生体系における確率共鳴現象に関する多くの研究がある。いずれも基本的には類似した研究で、感覚やセンシング能力が適切な雑音の存在下でより鋭くなるというものである。私たちは BZ 反応の示唆することから、それら情報処理系の端末 (触覚など感覚検知部分) ではなく、本来の情報処理系にも雑音が重要な役割を果たしていると考え、それを脳の視覚野において検証することを試みた (図 26、詳細については拙著「リズム現象の世界」参照)。

ここでは、網膜やその他の感覚検知の部分で確率共鳴が起こらないように、人間の視覚回路の特徴を利用した。すなわち人間では、左眼の入力は視交叉で 1:1 にそれぞれ左右の脳の視覚野に分割されて送られており、右眼も同様のため、第一視覚野で左右の眼の入力が統合・混合される。そこで、左眼に雑音明暗を右眼に周期明暗を加えて視覚野からの脳波を観測した (図 27)。雑音は 15 - 60Hz の間でフラットの白色雑音、周期明暗は 5Hz の信号で互いに重ならないように選ん

でいる。脳波は両眼に、ある照射強度以上の周期刺激を与えると引き込みを起こす（図 26）。そこで、右眼にその閾値以下の一定強度の信号を加え引き込みが起こらない状態にし、左眼の雑音照射強度を増加させていくと、ある雑音強度で脳波が右眼の周期信号と同じ振動数で振動するようになる（図 27）。5 人の被験者の結果を図 28 に示した。ここでは、周期信号のパワースペクトルを縦軸、横軸に雑音強度を示している。ある適切な雑音強度で脳波に右眼の周期信号成分が極大となり、確率共鳴独特のベル型の共鳴カーブが観測される（図 28）。このように脳情報処理系でも雑音が重要な役割を果たしていることが分かる。一方、このことは脳の機能の可塑性・汎用性が極めて高いことを示唆する。つまり脳の同じ部分が、外部あるいは内部で生成される雑音（あるいはカオス）のタイプや特性で機能を変える可能性を示している。これが、ヒトの無限の思考力・能力に繋がっているのではないかとと思われる。すなわち脳の機能は思考、記憶、認識から構成される。思考や認識には揺らぎがあり、創造性はこの揺らぎの振幅と記憶を適度に失う能力が兼ね備わって生まれる。この思考や認識の揺らぎは、非線形雑音に誘導されていると推測され、この際の雑音の役割の検証という点からすると、認識の揺らぎに誘起される「多義図形」や「錯視」は興味深い研究課題である。とりわけこの認識過程は物理的観点からみるとパターン形成の問題であり、「認識する」とは「パターンが形成される」と言い換えることができる。

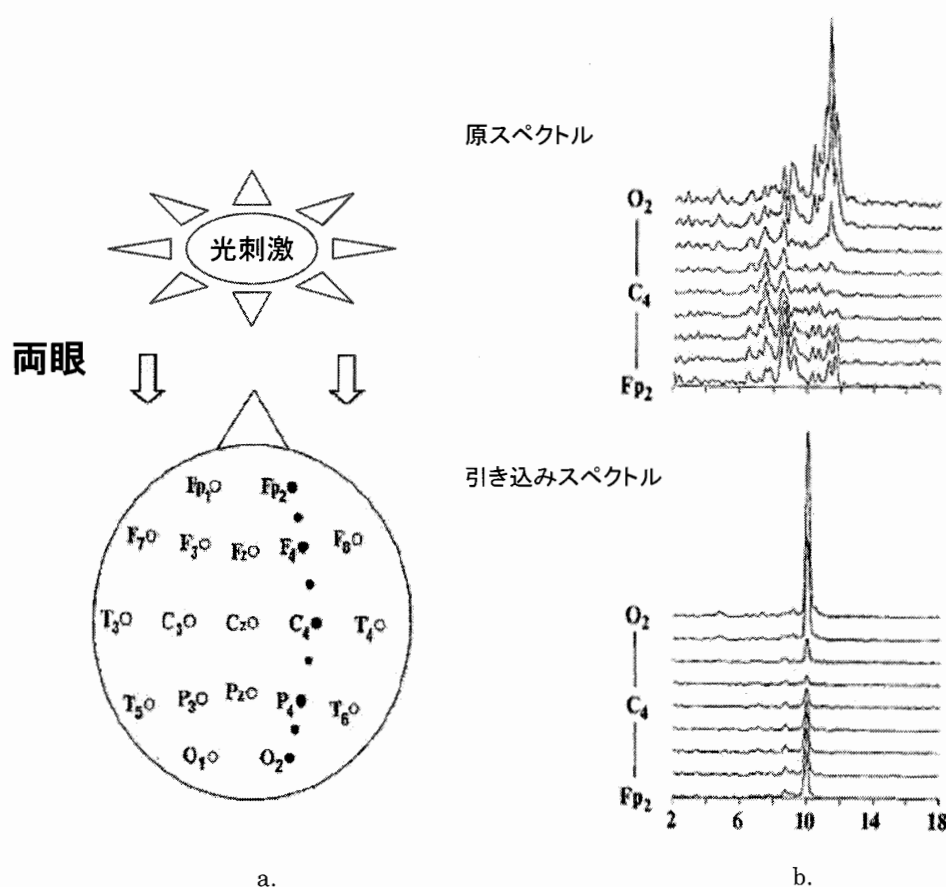


図 26. 脳波の引き込み現象

a. 国際 10-20 法による電極配置 b. 引き込み現象(上)：無刺激、(下)：周期光刺激 10Hz

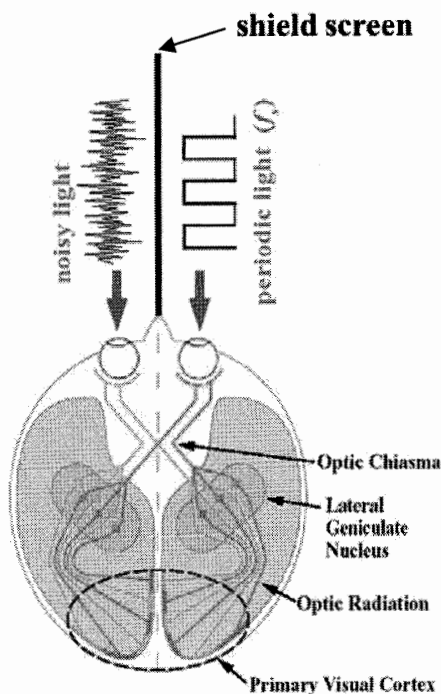


図 27

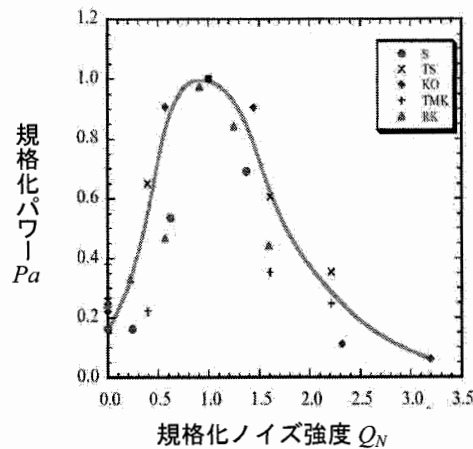


図 28. 視覚野における脳波にみられる確率共鳴（同期）

ここで $P_a = P(f_a) / P^*(f_a)$ で $P(f_a)$ は印加信号周波数 f_a のパワースペクトル強度、 $P^*(f_a)$ は各個人のその最大値、 Q_N は個々の最適雑音強度で規格化した強度

3. 4. ソフトマター物理

最後にパターン形成との関連はあまり強くないが、液晶はソフトマターの代表例であるので、最近ブームになっているソフトマター物理として見た液晶について述べる。1976年にスタートした強誘電液晶の相転移の研究がマクロなラセン構造をもつという点で、ソフトマター物理とパターン形成の接点である。同時にいかにすれば液体である液晶に強誘電性が生じ得るかという対称性の問題でもあった。液晶では鏡映対称の破れたスメクチック C 相でディレクターに垂直にダイポールがあれば強誘電物質になることが期待されるが、自由度の関係で自発分極が小さいことが予測される。実際、最初の強誘電液晶であった DOBMBC（図 3）は自発分極が通常の強誘電体の 1000 分の 1 程度しかなく、しかも間接型強誘電性であり自発分極そのものが秩序度ではなく、スメクチック C の傾き角が秩序度で、その大きさに結合して自発分極が発生することが明らかになった。またカイラル性から各スメクチック層は層に垂直方向に長周期でラセン回転しており、DOBMBC ではその周期がおおよそ 3 ミクロン程度なので顕微鏡観測できる。この層のラセン回転は電界によって自発分極が揃うと（すなわち層が揃うと）ラセンは解消される。従って電界印加と共にこのラセンのピッチが伸び、同時に分極値が上昇する。つまり通常の強誘電体ではドメインを形成して自発分極を解消するが、強誘電液晶では層のラセン回転によって自発分極を互いに打ち消している。その相転移点近傍ではラセンは一種の南部-ゴールドストーンモードとなり、異常揺らぎと転移を導くことが見いだされた。こうして強誘電液晶の研究は 1980 年後半～1990 年代に応用への期待もあり盛んに研究され、画期的な発見・発展があったが現在では重要かつ基礎的なところはほぼ解明されている。

液晶の物理学でノーベル物理学賞に輝いた P.G.de Gennes が液晶エラストマーの人工筋肉への

応用を提唱し、これに刺激を受けて液晶エラストマーの研究が盛んになった。液晶エラストマーはゴムの性質と液晶の性質を併せ持つもので、フィルム状の物質として得られる。それは、原則、ディレクターの回転または配向秩序度の大きさによって伸縮する。従って熱で配向秩序度を変えらるか、電界でディレクターの回転を導けば、このフィルムは伸縮しアクチュエータとして働く。しかし、通常、電界ではネットワークに拘束された液晶分子の配向を変化させるのは難しく、熱でその秩序度変化を導くことしか出来なかった。そこで、通常の低分子液晶をこの液晶エラストマーに膨潤させることによって、ディレクターをより動きやすくすることを試みた。これは、膨潤させた自由な液晶分子は電界によって簡単に配向を変えることができ、その際にネットワークに拘束された液晶分子を引きずって回転させると推測したものである。実際、これは非常にうまく働き、1000 分の 1 程度の電界で応答させることに成功している。さらにポリドメイン主鎖型膨潤液晶エラストマーでは、電界によって伸縮応答するだけでなく、電気光学効果を誘導することも分かってきた。これは電界駆動型のポリドメインーモノドメイン (P-M) 転移によるものである。この液晶エラストマー (LCE) の利点をまとめると次のようになる。

- (1) 体積変化ではなく液晶分子の配向変化による収縮のため繰り返しに強い、
- (2) 溶媒がなくとも伸縮する、
- (3) 異方性をもつために電界の加わる方向によって収縮率が異なる

特に電界応答は応用面から発展性のある駆動方式であるが、その特性改善には、次のようなファクター、(1) ネットワークに結合する液晶と膨潤させる低分子液晶間の親和性、(2) 架橋分子の構造と性質、(3) 側鎖液晶分子であるか主鎖液晶分子であるか、(4) 膨潤させる低分子液晶の極性、(5) LCE の液晶相の種類 (スメクチック A, C、ネマチック相など)、(6) 架橋分子の濃度、が重要と考えられる。このようなファクターに関する物性変化や相転移の詳細は現在研究中である。そのほか、面白い性質の一つにソフト弾性がある。これは応力によって液晶エラストマーを引き延ばすと、ある応力領域でディレクターが回転する。この際にはヤング率がほぼゼロで滑るように大きく変位する。しかしながら、このような膨潤液晶エラストマーに対する理論的研究は、この系の複雑さ故に応用研究と比べ著しく遅れている。

4. 形成機構が解明されれば終わりか？

これまで開放系のパターン形成・散逸構造の研究は、熱力学的あるいは非線形動力学の観点から分岐や構造形成の解明を中心に行われてきた。その結果、最初に生まれる対流構造にはリアプノフ関数が存在しエントロピー生成最小の原理に支配されること (ソフトモード乱流は除く)、もっと平衡からずれた際に現れる高次の散逸構造ではその原理が成り立たないこと、複雑な構造は適切な手法によって簡単な構造へと制御できること、一方、複雑な時空カオスであってもカオス制御が可能であること、さらにはパターン形成には外部雑音が特異な役割を果たし、新しい雑音誘起現象が物理系や生体系で観測されること、新しい非線形数理構造の可能性など多くの成果があがった。その点ではパターン形成や自己組織化の機構は良く理解されてきた。では、「このパターンはこういう機構で理解される」、「この非線形であればこのような現象やパターンが生まれる」、「この数理で普遍的にパターンは記述できる」などでパターン形成の問題は終わったのであ

ろうか、何か大切な点が見落とされているのではないか。実はその通りで、これまで個別問題が主で、物理として全体を深く見渡していないことである。一方、数理で記述すれば、一見、普遍性があるように見えるが、全く異なったスケールや体系で生まれる同じような構造のパターンや分岐が記述できたからといって、その数理的記述が直接物理的解釈をあたえてはいない。つまり数理モデルやシミュレーションによって得られたことで一見分かった気になるが、実際にはそれぞれの現象を本当に理解したことにはならない。すなわち数理的普遍性からの理解が必ずしも物理的普遍性からの理解と同じではないことである。物理的普遍性は全体を見渡したうえでの物理的解釈が重要であり、形成機構の解明の次にくる重要なステップである。

例えば、一步踏み込んで散逸構造が生まれたことによって系の「性質（拡張された物性）」がどのように変化したかという問題がある。その例を挙げれば、これまで「揺動散逸定理」等で知られるように、平衡系近傍では熱雑音が多様な物性の出現に主役を演じたが、非平衡開放系では熱雑音に代わる非熱的なマクロ非線形揺動・雑音が“拡張された物性や系の性質”を左右する。このような内在する雑音に対し、外部雑音が果たす役割は何か。その外部雑音の指導原理を確立し、外部雑音を自由に使いこなすことも重要である。すなわちパターン形成の物理を一步進めたパターン形成の「熱統計物理」あるいは「創発物理」の構築が必要である。それには次のような問題がある。

- (1) 線形非平衡のエントロピー生成最小の原理は非線形のパターン形成には適用できない。リアプノフ関数も多くの場合には存在しない。では開放系のパターン形成の熱力学的原理は何か？
- (2) 今、話題の揺動定理はどのように上記の問題と関連するのか？すなわちもっと具体的に言えば、“拡張された”揺動定理によってパターン（構造）の揺らぎと非平衡エントロピー生成（輸送係数）を結びつけることができるのか？
- (3) 生まれたパターンは、どういう役割や機能をもつのか、どのように系の性質を変えるのか？（これは「創発」の一つである）
- (4) それをどのような“形式”あるいは“物性”で表現できるのか？

一方、外部雑音については、

- (1) 平衡系近傍では熱雑音の熱力学原理、そして動力的役割も良く理解されている。それに対して非平衡散逸系に見られる巨視的パターンに外部雑音を加えた場合に、その外部雑音の熱力学的原理はどのようなものか。
- (2) 外部雑音の動力的効果は個別現象では良く理解され、相乗雑音効果や確率共鳴、確率同期などとして名付けられ、一つの分野を作った。確かに動力的には理解できるが、熱力学的にはなぜそのような性質を導くのか。いずれの場合でも熱力学的普遍性があるのか？あるとすれば、それはどのような原理に従っているのか？
- (3) 開放系の“拡張された”揺動定理にこの問題は組み込むことができるのか？

などがある。私はこれらが一つの重要な研究課題であると考えている。

一方で、パターン形成、自己組織化を人工的に応用しようという材料科学関連の試みが、現在、活発に行われている。それは手間をかけずにミクロあるいはセミミクロな規則構造をつくり、そ

れによって目的に即した機能をもたらす材料を作りだそうというものである。もちろん 90 年代末から走査プローブ顕微鏡を応用して、そのような目的でミクロな構造を人工的に作る試みが成された。作る構造が少数であればそれが可能ではあるが、素材として実用化するにはその数は膨大でなければならない非現実的である。このことから自己組織的につくる物質化学へと進んだ（これを一部の研究者は「創発化学」と呼んでいる）。現在の“人工”自己組織化構造形成は、形成機構を理解し確立した指導原理のもとで進められているのではなく、経験的に行われている。そのため最初から設計通りの材料を得られるような正確な制御が難しく、試行錯誤が続いている。技術として確立するには、そこに物理的に適切な原理をあたえる必要があろう。その意味で 21 世紀の新物質科学にもパターン形成の物理は重要で、それを支える一歩進んだ研究が期待される（文献「液晶のパターンダイナミックス」（培風館 2009））。

5. おわりに

私にとって最近の予期しない発見が、1996 年のソフトモード乱流であり、そこにみられる KT 転移型の乱流－乱流遷移や欠陥格子対流のチューリング型不安定性、揺動定理や異常拡散を始めとした多様な新しい現象であった。これらは液晶対流の意外な発展であり、この発見は数理科学的にも広く興味を引いた²⁹⁾。もちろん、液晶のパターン形成にとどまらず、意外な発見は 2000 年に入って脳の確率同期、BZ 反応の雑音引き込み現象、植物生態系に見られるマクロ免疫系など個別に様々な発見が続いた。その意味では、個別の研究は広く深く進展し、パターン形成のおもしろさは限りなく興味はつきない。それにもかかわらず、“悔い”と“隔靴搔痒”の思いが残った。

それは、個人的に面白いと思った様々な研究を行ってきたため焦点を十分絞りきれなかったことと、意外と「パターン形成の物理」「非平衡開放系の物理」の進歩が遅かったことである。パターン形成を始めて 10 年経った頃、すなわち 30 年前には、速い進歩があり近いうちに原理が確立し、次のステップに進むことができると期待していた。しかし、いま振り返ってみると、残念ながらその後の非平衡物理学は私が期待したほど速くは進んでいない。そのため今なおパターン形成の物理には原理が確立しておらず、しかも大きな次のステップへの探索が残り、やるべき課題が山積している。これをきっかけに、少しでも多くの方にこれらの問題に挑戦していただければ、この拙稿をまとめた価値があったと思っている。

最後に、本稿では膨大な参考文献となるのを避けるため必要最小限にとどめ、筆者の論文を含め多くの文献を省いた。そのかわりにそれぞれの分野ごとに筆者の解説・著書をあげたので、その中に記載された参考文献群から関連文献を参照願いたい。

－液晶のパターン形成－

S.Kai and K.Hirakawa, Progress of Theoretical Physics, suppl.64, pp.212-243 (1978)

S.Kai and W. Zimmermann, Progress of Theoretical Physics, suppl.99, pp.458-492 (1989)

F. Moss and P.V.E. McClintock ed. 「Noise in Nonlinear Dynamical Systems」 (Cambridge Univ. Press, 1989) Part 3 Ch. 22 “Electrohydrodynamic Instability of Nematic Liquid Crystals: Growth Process and Influence of Noise” (by S.Kai)

蔵本由紀他「パターン形成」(朝倉書店 1991) 第 4 章 液晶パターン (甲斐昌一)

甲斐昌一「液晶におけるパターン形成」、日本物理学会誌 第 54 巻 9 号、645 (1996)

日高芳樹、甲斐昌一「液晶におけるパターン形成－現状と将来－、液晶、第 4 巻 3 号、219 (2000)

日高芳樹他「液晶のパターンダイナミックス/滑りと摩擦の科学」(培風館 2009) 第 1 部

液晶のパターンダイナミックス (日高芳樹、甲斐昌一)

－沈殿パターン形成－

甲斐昌一「化学反応系に生じる巨視構造とカオス」日本流体力学会誌「ながれ」第 3 巻 3 号、215 (1984)

甲斐昌一「沈殿過程に見られる巨視的パターン形成」応用物理学会、第 54 巻 1 号、19 (1985)

甲斐昌一、「沈殿とパターン形成」、地球、第 19 巻 1 号、6 (1987)

甲斐昌一、山田知司、山崎秀樹、「沈殿パターンの形成動力学とそのフラクタル性」、岩石鉱床学会誌、特別号第 4 号、27 (1989)

K.Kawasaki and M.Suzuki ed. 「Formation, Dynamics and Statistics of Patterns」(Singapore, World Sci. Pub., 1993), “Pattern Formation in Precipitation” (by S.Kai), 206-265

甲斐昌一、「結晶化・沈殿過程における自己組織化現象」、表面、第 35 巻 2 号、47 (1997)

－界面化学反応パターン－

甲斐昌一、「化学反応に現れるパターン」、科学朝日、第 46 巻 11 号、30 (1986)

甲斐昌一「新しい物理学としてのマランゴニ不安定性」、まてりあ、第 34 巻 4 号、380 (1995)

－ソフトマター物理：液晶エラストマー－

長田義仁、田口隆久監修「未来を動かすソフトアクチュエータ」(シー・エム・シー出版 2010)

第 14 章 電界駆動型液晶エラストマーアクチュエータの物性と応用 (甲斐昌一)

大岡昌博、樋口俊郎監修「新アクチュエータ開発最前線」(エヌ・ティー・エス出版 2011)

第 2 編 4 章 7 節 低電圧高速電界駆動型液晶ゲルアクチュエータ (甲斐昌一)

－生命における自己組織化－

長田義仁、甲斐昌一他編集「バイオミメティックスハンドブック」(エヌ・ティー・エス出版 2002)

蔵本由紀監修「リズム現象の世界」(東京大学出版会 2005) 第 2 章 生命におけるリズムと確率共鳴 (甲斐昌一)

甲斐昌一・森川弘道監修「プラントミメティックス」(エヌ・ティー・エス出版 2005)

岡部弘高、甲斐昌一「バイオフィトンと生体情報計測」、光学 第 39 巻 7 号、326 (2010)

甲斐昌一、「バイオフィトンと環境計測」、光アライアンス、第 22 巻 3 号、6 (2011)

－液晶のマイクロ配向パターン－

S. Taki, S. Kai 「STM Images of Molecular Alignments in Monolayers of Cyanobiphenyl Liquid Crystals on Graphite and MoS₂ Substrates」Forma, vol.13, 351(1988)

小泉光恵・奥山喜久夫・目義雄監修「ナノ粒子の製造・評価・応用・機器の最新技術」(シーエムシー出版 2002) 第 5 章 超高圧 STM 装置開発と分子配向観測 (甲斐昌一、瀧正二)

6. 謝辞

最後に、私の研究室に在籍した那須野悟、岡部弘高、日高芳樹、猪本修、福田弘和、川畑龍三、

大矢智幸の各氏を初めとした多くの共同研究者、大学院生、ならびに S.C.Mueller, M.I. Tribelsky, H.R.Brand, W.Zimmermann 氏など滞在した多くの外国人研究者との交流と共同研究のおかげでこれらの成果が得られたものであり、これら各氏に深くお礼申し上げたい。

参考文献

1. Y.Kuramoto, “Chemical Oscillations, Waves and Turbulence” (Springer, 1984).
2. V.N.Nikolaevskii, *Lec.Notes.Eng.* 39(1989) 210.
3. J.B.McLaughlin and P.C.Martin, *Phys.Rev.Lett.*,33 (1974) 1189.
4. E.N.Lorenz, *J.Atmos.Sci.*, 20(1963)130.
5. M.I.Tribelsky and K.Tuboi, *Phys. Rev.Lett.*, 76(1996)1631.
6. A.G.Rossberg, A.Hertrich, L.Kramer, and W.Pesch, *Phys.Rev.Lett.*76(1996)4729.
7. R.Benzi,G.Parisi, ASutera and A.Vulpiani, *TELLUS*, 34(1982)10.
8. Shin-ichi Sasa, *Prog. Theor. Phys.*, 83, (1990)824; *ibid*, *Prog. Theor. Phys.*, 84 (1991)1009.
9. M.Sano, H.Kokubo, B.Janiaud and K.Kato, *Prog.Theor.Phys.* 90(1993)1.
10. K.A.Takeuchi, M.Kuroda, H.Chate and M.Sano, *Phys.Rev.Lett.* 99, 234503 (2007)
11. K.A.Takeuchi, Thesis (University of Tokyo) 2010
12. A.G.Rossberg and L.Kramer, *PhysicaD*,115(1998)19.
13. 森肇, 岡村 誠 ,*日本物理学会誌*,第 63 卷 第 10 号 (2008)761.
14. D.Tanaka and M.Okamura, *J.Phys.Soc.Jpn.*, 79(2010)124004.
15. P.C.Matthews and S.M.Cox, *Phys.Rev.E* , 62(2000)R1473.
16. H.Sakaguchi, *Prog. Theor. Phys.* 96(1996)1037.
17. H.Fujisaka and T. Yamada, *Prog. Theor. Phys.*, 106(2001)315. *ibid.*, *Prog. Theor. Phys.* 109(2003)911.
18. D.Tanaka, *PRE*, 71(2005) 025203.
19. H.Sakaguchi and D.Tanaka, *Phys.Rev.E* 76(2007)025201.
20. M.I.Tribelsky, *Phys.Rev.E* , 77(2008)035202.
21. H.Sakaguchi, *Physica D*, 238(2009)1.
22. E.Simbawa, P.C.Matthews and S.M.Cox, *Phys.Rev. E*81(2010)036220.
23. H.Henisch “Crystals in Gels and Liesegang Rings” (Cambridge Univ.Press, New York 1986).
24. T.Karam, H.El-Rassy and R.Sultan, *J.Chem.Phys.A*, 115(2011)2994.
25. L.Badar, Z.Moussa, A.Hariri and R.Sultan, *Phys.Rev. E*83(2011)016109.
26. I.Bena, M.Droz, I.Lagzi, K.Martens, Z.Racs and A.Volford, *Phys.Rev.Lett.*,101 (2008) 075701.
27. A.Toramaru, T.Harada and T.Okamoto, *Physica D*, 183(2003)133.
28. T.Amemiya, T.Ohmori , M.Nakaiwa and T.Yamaguchi, *J.Chem.Phys.A*, 102(1998)4537.
29. 最近 1 次元の Nikolaevskii 方程式によって生まれる乱流を Nikolaevskii 乱流と呼び、液晶の

ソフトモード乱流 (SMT) とは違う性質を示すとされている。しかし、そもそも液晶の SMT は 2 次元であり、一方でまだ 2 次元の Nikolaevskii 方程式についての詳細な研究はない。重要な点は、南部・ゴールドストーンモードと短波長の対流モードのカップリングから生まれる乱流という本質的な性質に相違はなく、その意味では Nikolaevskii 乱流は 1 次元の SMT であり区別する必要はない。これを確認するには 1 次元の SMT の実験研究で証明すればよいが、唯一 SMT が確認されている電気対流系では今のところ難しい。また、これと同じことは Swift-Hohenberg 方程式でもいえる。1 次元ではレーリーベナール (RB) 対流と液晶電気対流では同一であり、同じ Swift-Hohenberg 方程式で記述される。しかし 2 次元では電気対流では異方性を持った形式となり RB 対流とは異なり、弱非線形パターン形成の様相が変わることが知られている。つまり初期対称性と同様に次元も重要なファクターであることに注意を喚起しておきたい。

ー追記：森肇先生を偲んでー

2011 年 12 月 28 日に敬愛する九州大学名誉教授森肇先生が享年 85 才 (大正 15 年 5 月 5 日生) にて永眠されました。まさに青天のへきれきで全く予期していませんでした。正式の追悼文は日本物理学会誌に掲載される予定ですが、学生時代からお世話になった一介の研究者として一言だけ「物性研究」の誌面をお借りしてお別れを申し述べたいと思います。

森先生は 80 才を越えてからもお元気で、その研究活動を衰えることなく続けられ、フィジカルレビュー誌をはじめとした国際誌に論文を投稿されておられました。また物理学会でお会いした際やお電話の際にも、先生は前置き無しにそのときどき頭の中で考えておられたご自分の現在の研究内容を突然切り出され、返答にとまどうことも度々でした。その一つとして森先生から私に試みて欲しいと要望されていた研究に最近とりかかり、成果が見え始めたばかりのところでご逝去されご報告する喜びを失ってしまったことは誠に無念です。最後まで情熱を失うことなく生涯現役で研究に打ち込まれた森先生の面影は傑出した第一級の研究者として、深く永遠に私達の心に刻まれて生きていくことは間違いありません。先生のご冥福を心よりお祈り申し上げます。

(平成 24 年 1 月 10 日記す。なお本追記を入稿直前にもかかわらず快く引き受けてくださった「物性研究」の野坂さんはじめ編集部の皆様に深くお礼申し上げます。)