ながれ **20**（2001） 453－460.

〔基調講演〕

気象学における流体力学の回顧と展望

Fluid Mechanics in Meteorology, Past and Future

*日本気象協会　小 倉 義 光
Yoshimitsu OGURA

1　緒論

日本流体力学会年会2001で表記の題で基調講演をするようお勧めがあったとき，荷が重過ぎるので一旦はお断りした．しかし再度のお勧めもあり，過去50数年に気象学における流体力学の立場が革命的に変化したことを目撃した数少ない生き残りの一人として，ここで何かを書き残しておくことも意義あるかと思い直して，お引き受けすることにした．

革命的という表現は誇張ではない．私が地球物理学科の2年生の必修科目として今井功先生の流体力学の講義を聴いたのが1943年であった．そのころ今井先生や東大工航空学科の谷一郎先生は，それぞれ圧縮性流体や乱流境界層の流れなどについて優れた業績をあげられ，その成果は航空機の翼の設計にも応用されていると伺っていた．ところが（当時の）中央気象台の予報官からは，大気中の流れは風洞内の流れよりはるかに複雑だから，学校で習った流体力学は何も役に立たないといわれたものである．事実，当時の天気予報が多く予報官の長年の経験と勘に基づいていることを思えば，予報官の言ももっともである．そして当時の天気予報はあまりよく当たらなかった．人が好んで口にした冗談は，生水を飲むときには気象台，気象台，気象台と三回唱えれば，生水に当たらないというものだった．それが最近では天気予報はよく当たるようになった．このことを休みの日の晴れという予報が外れて怒り狂ったことのある人は信じないかもしれないが，タクシーの運転手さんもこのごろの天気予報はよく当たりますねという．タクシーの運転手さんは世の中の社会状況を最もよく肌で感じている人である．その人がそういうのだから間違いはない．そのように，よく当たるようになった最近の天気予報が，正に流体力学の方程式を時間積分した結果に基づいていることを思えば，革命的な変化としか言いようがない．

ここで過去約50年の回顧ということになるが，一口に気象学といっても範囲が広すぎるので，以下乱流と対流の非線形問題に話を限ることにする．そして全編を貫くキーワードはコンピュータである．

2　等方性乱流理論

1946年からの私の研究暦は，偶然のことから乱流から始まった．敗戦直後のこととて，占領軍により総ての航空関係事業も研究も禁止されたので，谷一郎先生のお弟子だった井上栄一が正野重方先生の気象学研究室に大学院生として入学してきた．流体力学としての天気予報とは裏腹に，当時の乱流理論はKolmogorovを始めHeisenberg, Obukhov, Weizsackerなどによりスペクトルの慣性領域における－5/3乗則が提出されるなど，活気にあふれていた．そして独創性に富んだ井上も自らの乱子論（turbulon）を展開して世界のリーダーの仲間に入っていった．私もその尻馬に乗って大気中の乱流の勉強を始めた．1954年に日本気象学会が気象学会賞を創設したとき，井上と私が受賞者だった．航空学科卒と地球物理学科卒が

* 〒170-6055 豊島区東池袋3-1-1 サンシャイン60（55F）

第1回受賞者だったということは，当時の日本の気象界で流体力学がどこで威力を発揮していたか象徴的に示しているように見える（日本で数値天気予報が業務化されたのは1959年からである）．

そのころ，論文を通じて知り合いとなったFrenkiel（The Physics of Fluidsのeditor）に紹介されて，当時乱流や境界層研究の中心地の一つであったJohns Hopkins大学の航空学教室のポストドクとして1954年に渡米した．しかし1940年代の終わりから1950年代にかけて，気象学には緒論で述べた革命が起こりつつあった．CharneyやEadyによって，回転している地球大気の中で基本流に重なった微小振幅の波は，条件によっては不安定となり，その不安定波の構造は天気図に見る低気圧・高気圧のそれとよく一致していることが示された．現実の天気の変化はちゃんと流体力学の方程式に従って起こっているのだということが分かったのである．その後Charneyはプリンストン大学において，実際に観測された大気の流れと状態を初期値として，流体力学の方程式をコンピュータで時間積分して天気予報をする，いわゆる数値予報の実験を始めた．1954年にはWashington, D. C.に数値予報を現業化する準備のため新しい機関も設立され，私もたびたび見学に訪れた．

こうして私の興味は次第に気象学に戻り，幸いにもMITの気象学教室に移ったCharneyの数値予報プロジェクトに研究員として1958年から参加することができた．ここで早速私は乱流理論におけるclosureの問題に直面するとともに，流体力学におけるコンピュータの威力を実感することになる．風洞の気流内に置かれた格子で発生した等方性乱流の運動エネルギーのスペクトル $E(k)$ は下流に流される間に，非線形項の影響で変形すると共に粘性のために減衰する（k は波数）．この $E(k)$ を時間の関数として理論的に計算する問題を考える．$E(k)$ はある距離 r だけ離れた2点間の流体速度の相関係数（2次のモーメント）とはフーリエ変換の関係にある．それで非圧縮性流体中の速度成分 u_i に対するNavier-Stokesの運動方程式に，少し離れた点における速度成分 u_j' をかけアンサンブル平均をとると，2次モーメントに対する方程式が得られる．ところが運動方程式内の非線形項のため，2次モーメントの方程式の中には3次のモーメントの項が含まれる．同じように2次モーメントに対する方程式から3次モーメントの方程式を導くと，その中には4次のモーメントが含まれるという具合で，方程式系が閉じない．それを閉じるためには，なんらかの仮定を導入する必要がある．これが乱流論における宿命的なclosureの問題である．

当時最も広く用いられていた仮定は，乱れの速度の確率分布はガウスの正規分布に従うというもので，この仮定を用いると4次モーメントを次のように2次モーメントの積の和として表現できる：

$$\overline{u_i u_j' u_k'' u_l'''} = \overline{u_i u_j'} \cdot \overline{u_k'' u_l'''} + \overline{u_i u_k''} \cdot \overline{u_j' u_l'''} + \overline{u_i u_l'''} \cdot \overline{u_j' u_k''}$$

こうして方程式系が閉じるのである．この方法は当時closureの問題の標準的な解決法として，乱流の多くの教科書に記載されており，事実巽友正[1)]はこの過程を用い3次元乱流につき上記の $E(k)$ に対する方程式系を導いていた．ただしその方程式系を時間積分して $E(k)$ の時間変化を知るためには，膨大な数値計算が必要なために，初期値のほんの近傍だけが計算されていた．それで私がまずしたことは，簡単のため2次元等方性乱流を考えることにして，同じような $E(k)$ の方程式系を導くことであった．流体力学の大家Batchelorは2次元の流れでは渦管のstretchingがないから，2次元の乱流などはないという個人的な意見であったが，気象研究者は何も不自然さを感じない．

$E(k)$ の時間変化を支配する方程式系は，2次元の波数空間の2重積分を含む連立微分方程式であり，あまり長い式なので，ここでは省略する．式を導いた後は，適当な初期値を与え，時間微分を差分に直して数値積分をすればよい．MITの計算センターには最新鋭のコンピュータがあった

が，それでもメモリー数が少なく，精度よく計算するにはプログラミングに苦労した．ところが驚いたことに，**図 1** に示したように，ある程度時間が経過すると，ある波長領域で $E(k)$ が負の値を持つという結果が出た．もともと $E(k)$ は波数が k と $k + dk$ の間の運動エネルギー量であるから，定義により正の値を持つべきである．それが負の値を持ったので大いに悩んだ．差分を用いた数値計算には切断誤差はつきものである．負の $E(k)$ がでたのはそのためかと，考えられる限りの方法で数値計算の精度を検討し，結局負の値が出たのは，速度の確率分布が正規分布であると仮定して 4 次モーメントを 2 次モーメントの積の関数と表現することが，違った波数間のエネルギー交換を正しく表現していないからだと結論づけた．

ちょうどそのころの 1961 年にフランスのマルセーユで流体力学の大きな国際会議が開かれたので，そこで話をした．予想通り激しい賛否両論が起こった．賛成する人は，これまで誰も疑っていなかった仮定がこのようにコンピュータによる数値計算によって否定されることは素晴らしいと言い，これでまた乱流論の closure の問題を考え

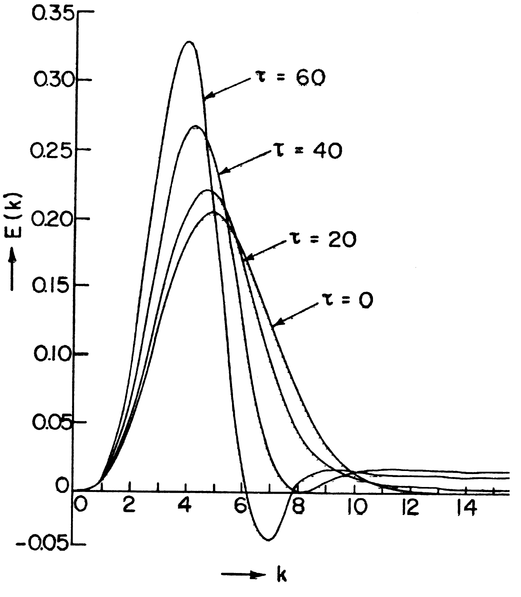

図 1 Evolution of energy-spectrum function for isentropic turbulence. is a non-dimensional time.

直さなければならないといった．This is what the computer is made for. という人もいたから，当時はまだ基礎的な流体力学でのコンピュータの利用は限られていたのかも知れない．一方，私の結果を断固認めたくない人も出席者の半分くらいいた．中にはこれは 2 次元乱流だから起こるので，3 次元乱流ならば大丈夫だろうという人もいた．しかし，その時までには 3 次元乱流についても予備的ながら計算を済ませ，定性的には全く同じく負の $E(k)$ がでてくることは確かめてあったので，動ずることはなかった [3)]．

3 対流—流体力学と雲物理学との融合

そうしたわけで，本来ならば乱流の closure 問題に進むべきだったかもしれないが，私の興味は既に乱流から離れ，対流に向かっていた．当時 Charney は台風に興味を持ち，台風は対流の一種である積乱雲の集合体であるから，積乱雲の力学をよく知りたいと思っていたこともある [4)]．台風のみならず，積乱雲は集中豪雨やスコールラインなどを構成する要素である．

対流といえば，流体力学で最も基本的な対流は，単一流体層を下面から一様に熱したとき発生するベナール・レイリー対流である．線形理論によれば，レイリー数がある臨界値に達したとき，対流が発生する．臨界値を越え対流が有限振幅となると，対流はいろいろな形をとる．MIT の気象学教授の Lorenz が有限振幅のベナール・レイリー対流を研究中，1963 年にカオス理論を発見した話は有名である [5)]．しかも彼がその研究に用いたコンピュータは MIT の計算センターにあった最新最大のコンピュータではなく，自分の研究室用の小さなものだった．それはさておき，同じころ，私は彼のオフィスから二つ離れた部屋で，もっと泥臭く，水蒸気を含む大気中の対流の 1 種である積乱雲は，どうして定常状態を保てなくて，30 分か 1 時間もすると死滅してしまうのか考えていた．そして，その答えを探して，観測から得られていた**図 2** のような積乱雲の一生を数値的にシミュレーションして調べることを始め

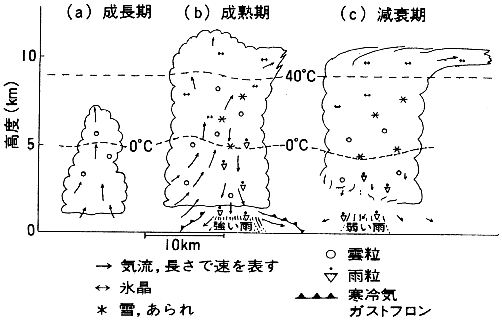

図 2　The typical life-cycle of a thunderstorm cell.

ていた．

ここで話が少し横にそれるが，地球大気という流体の中の運動が持つ主な特性は，地球回転の影響を受けること，密度成層をしていることなどに加えて二つある．一つは第 **4** 節で述べるように運動の水平スケールが広い範囲にまたがっていることで，もう一つは大気中に水蒸気が含まれていることである．水蒸気は日常生活の温度の範囲内で，気体・液体・固体と相を変化させる．その度に潜熱の出入りがある．例えば，水蒸気が凝結して水滴になるときには凝結熱を放出し，逆に水滴が蒸発して水蒸気になるときには蒸発熱を周囲の空気から奪い，空気を冷却する．いわば大気中の運動には加熱源と冷却源がちりばめられており，その分布は運動に伴う温度と水蒸気量の分布の変化に応じて絶えず変化するという運動である．

さて積乱雲の一生をシミュレーションするためには，先ず基本的な運動方程式を導く必要がある．積乱雲は浮力によって発達するから，圧縮性流体の Navier-Stokes の運動方程式でよいのであるが，この方程式は数値的に積分するのには都合が悪い．それは，この方程式は摂動解として音波をもち，音波の伝播速度はわれわれの興味の対象である重力波のそれより 1 桁大きい．このため，時間微分を差分で置き換えて積分するときには，時間差分を極めて小さくしないと，安定に数値積分が遂行できないということがある．ここで便利なのがブジネスク近似である．この近似を使うと，流体の圧縮性は保たれたままで音波は除去されてしまう．しかし，この近似が使えるためには，二つの条件が必要であり，大気下層から対流圏界面（高度 10 km）に達するような積乱雲では，この二つの条件が満足されない．それで流体の圧縮性は保持し，音波は除去しつつ，しかも地表から対流圏界面まで延びる対流にも適用可能な新たな運動方程式系を仲間の Phillips と考案し，これに非弾性系（anelastic system）という名を与えた [7]．1962 年のことである．この運動方程式系は適用範囲が広いので，広く利用され，その論文は，気象学の中での論文引用頻度数のリストでは何年かの間はトップクラスにランクされるほどだった（その後は非弾性系という名前だけで通用している）．

こうして準備ができ，積乱雲の数値シミュレーションにも成功したが，その結果**図 2** のように積乱雲がある寿命時間をもって消滅するのは雲の中で成長した雨粒が落下するからであることが分かった．**図 3** は軸対称の積雲の中心部で，発達期の雲の中の単位体積当たりどの半径の水滴が何個あるかの粒径密度分布の時間変化を示す．図の縦軸は地表面からの高度，横軸は水滴の半径で，実線は半径が r と $r + dr$ の間にある水滴の粒径密度分布の等値線である（等値線の間隔は $10^{-1}\,\mathrm{cm}^{-3}\,\mathrm{g}^{-1}$ で，-60 は 10^{-6} を表しているから，数値が小さいほど個数が多い）．雲が発生してから 10 分後では（上段の図），雲底高度は 600 m で雲頂高度は約 1.4 km であり，水滴の半径は小さく 40 μm 以下である（これが雲粒）．30 分後には（中段の図），雲底の高度は変わらないが，雲頂高度は約 2.3 km となり，積雲が成長したことが分かるが，雲の厚さの増加以上に重要なのが，雲の上部では今や半径が 1 mm の桁の水滴が出現していることである．大きさが違う水滴の間の衝突・併合や水滴表面への水蒸気の凝結など，いろいろの物理過程により（これを雲微物理過程という），時間と共に大きな半径を持つ水滴が成長したのである．半径が 1 mm の桁の雨粒になると，水滴を空中に支える空気の粘性の影響は相対的に小さくなり，落下を始める．35 分後というのは（下段の図），半径 1 mm の桁の雨粒が地上

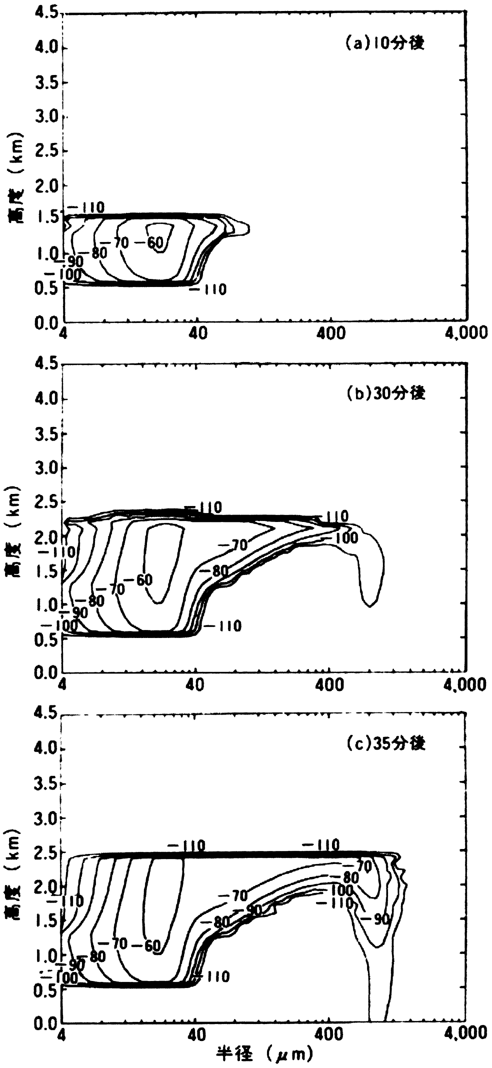

図 3　Size distributions of liquid water particles in a modeled cumulus cloud at selected times.

に到達した瞬間であり，おや，曇った空からとうとう雨が降ってきたよと傘を開く瞬間である．

そして，さらに重要なこととして，雲低を離れた雨粒は蒸発し周りの空気を冷やす．雲低下に冷気が溜まり地表面に沿って流れ出す（**図 2** の(b)）．このため大気下層の水蒸気を含んだ空気はもはや雲の中に入り込めなくなる．積乱雲を発達させる浮力は水蒸気の凝結の際に放出される潜熱であるから，水蒸気の補給を絶たれた雲は死滅するしかない．それで積乱雲がライフサイクルを持つのは，雲の中で雨粒ができ落下するからと結論した．このことは，上記の数値シミュレーションにおいて，水蒸気が凝結して雲粒になっても，雲粒は雨粒に成長せず落下もしないとモデルを設定し直してシミュレーションを繰り返すと，予期したように定常状態にある積乱雲が出現することで，確認できた．

気象学は広義の地球物理学の 1 分野である．物理学と違い，地球物理学では研究対象に手を加えパラメータの値を研究者が変更することはできないとされてきた．しかしコンピュータを用いた数値シミュレーションという手段を手に入れたことによって，気象学は実験物理学と同じように，自ら研究対象の条件をさまざまに変え，一見複雑な現象に含まれている様々な素過程を解きほぐすことが可能となった．

また上記の話では，簡単のため水の粒子についてだけ述べたが，雲の中の温度が氷点下となれば，雪，あられ，ひょうなどの氷の粒子も含まれる．このような雲の中でのいろいろな水粒子の生成・成長・消滅などの物理過程を調べることは，雲物理学として従来から研究されてきた．上記のようなコンピュータによるシミュレーションによって，雲の力学は雲物理過程と強い相互作用を持つことが分かり，空間的・時間的に激しく変わる雲の中で雲物理過程がどのように進行し，いろいろな水粒子がどう生成・成長して行くかの知識も得られて，ここに，積乱雲の力学と物理を同時に理解する道が開かれた．そしてドップラーレーダーなどによる観測データの集積とあいまって，この手法により，どうしてあるときには積乱雲は線状に組織化されてスコールラインになるのか，しばしば竜巻の源となるスーパーセルという巨大な回転する積乱雲はどういう大気の状態のとき発達するのか，航空機を墜落させることもあるダウンバーストはどうしてできるのかなど，重要な大気中の対流についての疑問に答えられるようになったのである（年会の講演の際には，スーパーセルから竜巻が発生するまでの過程のシミュレーションをビデオによりお話したが，ここでは紙数

の関係により割愛する）.

4 大気中の現象の多重構造

私の話の気象学で扱う現象の殆ど総ては，古典的な圧縮性流体の Navier-Stokes の運動方程式かそれを変形した方程式系で記述できる．空気の圧縮性は対流を扱う際に重要であるが，速度はマッハ数でいえば 0.1 の桁である．従って，原則的には，適当な初期条件と境界条件が与えられれば，これらの方程式を数値的に積分することによって，解を求めることができる．日々の天気予報の基礎となっている数値予報は正にこれを実行している．ただその実行は straight forward ではない．その理由は，**図 4** に示すように，大気中には様々な空間スケールを持つ運動が含まれているからである．

まず最もスケールが小さいのは大気境界層内の乱れである．Kolmogorov の相似則による最小の乱渦の大きさは，大気境界層内のエネルギーの逸散量と空気の粘性係数から 1 cm の桁と見積もれる．最大の乱渦の大きさは境界層の厚さ，すなわち数百 m から約 1 km である．次が 1 km のスケールの積雲で，その次はすでに述べた積乱雲で 10 km のスケールを持つ．積乱雲の集合体がメソ対流系と呼ばれているもので，雷雨・スコールライン・集中豪雨などがこれに属し，そのスケール

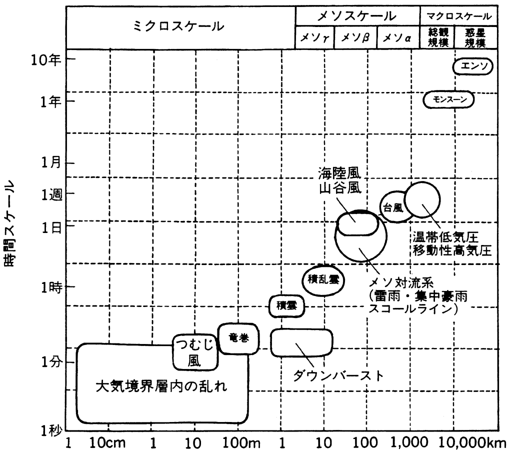

図 4 大気の運動の時間・空間スケール

は 100 km である．台風はこれよりやや大きい．その次が温帯低気圧や移動性高気圧あるいは上層の気圧の谷や尾根で，その代表的なスケールは数千 km である．これを総観スケールと呼び，日々の晴れや曇りなどの天気の変化を起こすのはこのスケールの運動である．その上のスケールが地球規模スケールで，文字通り地球全体を覆う規模の運動である．このように，地球大気には 10^{-2} m から 10^{7} m まで 9 桁に及ぶスケールの運動が絶えず起こっている．

しかも，大気中の運動の特性として，違ったスケールの運動は独立して起こっているのではなく，違ったスケールの運動の間には強い相互作用がある．例えば夏の午後に発生する雷雨の発生頻度は，雷雨より 1 桁大きいスケールをもつ総観スケールの大気の状態によって大きく支配されることが分かっている．逆に，ある地域で多数の積乱雲が発生すれば，積乱雲内の水蒸気の凝結や水滴からの蒸発などに伴う加熱や冷却，さらに積乱雲内外の鉛直流による熱や水蒸気の輸送の集積効果は，総観スケールの運動に大きな影響を及ぼす．つまり 1000 km の桁の総観スケールを正しく予報するためには，1〜10 km の桁の積雲・積乱雲による集積効果を正しく予報しなければならないことになる．

気象学では上記のように極めて幅広い水平スケールを持った運動を同時に扱う必要がある．一方，現在のコンピュータの能力では，1 方向にたかだか 2 桁の空間スケールをもつ 3 次元の数値流体力学のモデルしか扱えない．このため，現在気象庁では次のように対処している．まず，大気を鉛直方向に 40 の層に分け，各々の層を全地球表面につき，実質水平格子間隔約 500 km，640×320 個の格子点で覆い，地球規模の運動を予報する（全球数値予報モデル）．その中の一部，東アジアの地域には格子間隔 20 km，325×257 の格子点を持つ領域数値予報モデルを埋め込み（nesting），総観スケールの運動をより分解能のよいモデルで予報する．さらにその一部，日本周辺には格子間隔 10 km，361×289 個のメソ数値予報モデルを

埋め込んで，総観スケールより小さいメソスケールの運動を予報しようとする．このように3段階に分解能を切り替えても，大気境界層内の乱れはもちろん，積乱雲も十分に解像できない．だからそれらの効果を十分に総観スケールの運動に考慮することができない．さらにもう1段解像度を上げて，格子間隔1−2 km程度の雲解像モデルをメソ数値予報モデルに埋め込めば，少なくとも積乱雲はそのまま表現できるのであるが，そうすると現在の計算能力では予報を出すのに間に合わなくなってしまう．

この困難に打ち勝つために業務用の数値予報で行われている方法が，パラメタリゼーションと呼ばれている方法である．今用いているモデルの格子間隔より小さなスケールを持つ運動あるいは過程の集積効果は，モデルで解像されている物理量で決定されると仮定して，その物理量で集積効果を表現する方法である．メソ数値予報モデルでは，積乱雲や大気境界層内の乱れの効果はパラメタライズされてモデルに組み込まれている．うまいパラメタリゼーションを提出するのが研究者の腕の見せ所である．

現業モードでなく，研究モードでは格子間隔1−2 kmを持つモデルが大気中のメソ現象のシミュレーションに使用され，大きな成果をあげている．**図5**はその1例である．1997年1月21日，日本海で小さな低気圧（ポーラーローという）が発達した．左図は気象衛星ひまわりの赤外雲画像で，右図は気象研究所非静力学モデル（格子間隔2 km）でシミュレーションした結果で，鉛直積算全雲水量を示している．両者の一致は心強い．

5　将来の展望

私には現在までの状況から，今後10年くらい先までを外挿することしかできないが，ここで述べた大気の対流現象については，飛躍的な進展が可能であり，若い人に胸がわくわくするような機会を与えている．この分野の研究には，観測とコンピュータによるシミュレーションの密接な協力が不可欠である．観測については，気象庁がウィンドプロファイラー観測網を展開したし，ドップラーレーダーによる観測も今後充実されるであろう．エアロゾンデ（無人航空機）による観測も期待される．コンピュータについては，来年完成予定の地球シミュレータが期待を集めている(**図6**)．これはピーク性能40 Tflops（640ノード）を目指しており，現行のSR8000の32 Gflops（4ノード）や768 Gflops（80ノード）とは桁違いの性能をもつ．**図5**の研究に使用された格子間隔1−2 kmの気象研究所数値予報モデルの改良版が現業モードで運営される日もすでに視野の中にある．

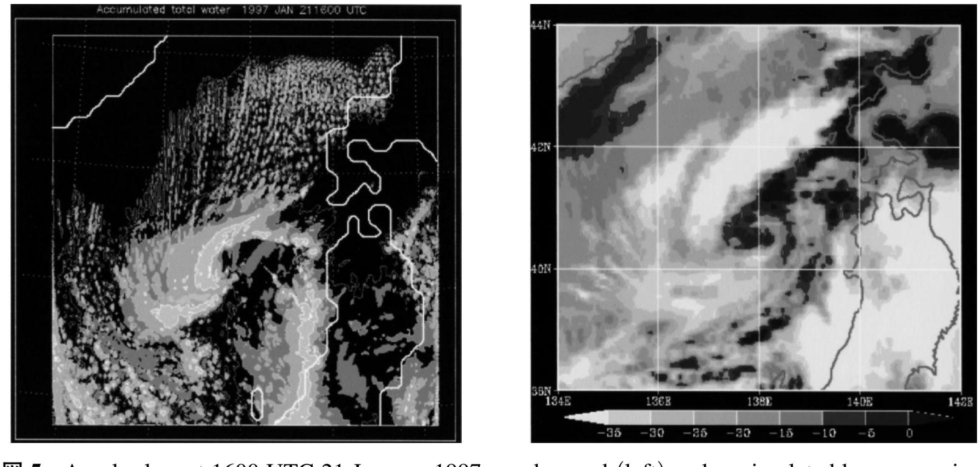

図5　A polar low at 1600 UTC 21 January 1997, as observed（left）and as simulated by a numerical model（right）.

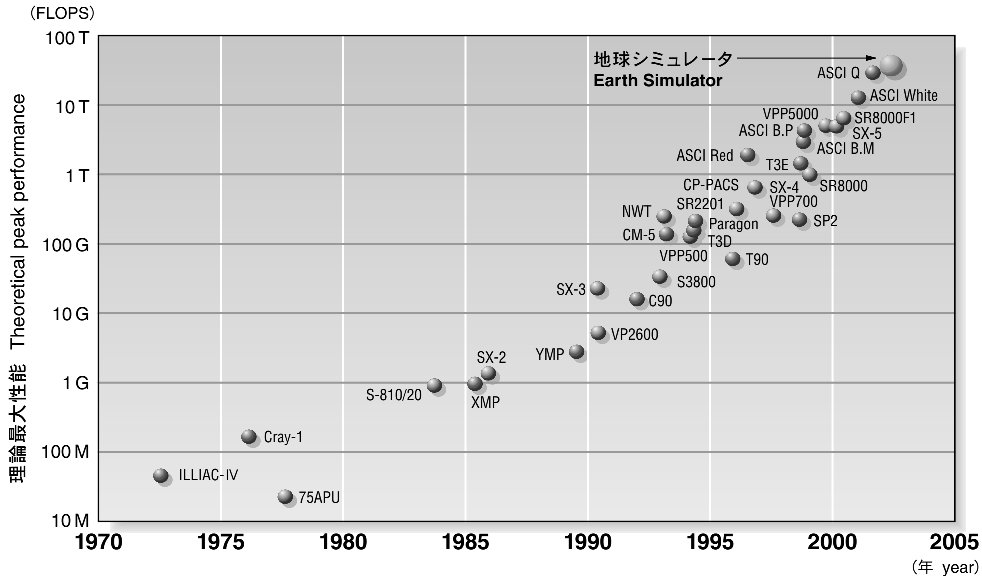

図 6 Progress made in terms of computer peak performance.

謝辞．原稿作成を助けて下さった東京大学海洋研究所新野宏助教授と平田理沙さんに謝意を表します．

引 用 文 献

1) T. Tatsumi : The theory of decay process of incompressible isotropic turbulence. Proc. Roy. Soc. (London) **237** (1954) 16-45.

2) Y. Ogura : Energy transfer in a normally distributed and isotropic turbulent velocity field in two dimensions. Physics of Fluids **5** (1962) 395-401.

3) Y. Ogura : A consequence of the zero-fourth-cumulant approximation in decay of isotropic turbulence. J. Fluid Mech. **16** (1963) 33-40.

4) Y. Ogura & J. G. Charney : A numerical model of thermal convection in the atmosphere. In Proc. Intl. Symp. Num. Wea. Pred. in Tokyo, 7-13 Nov. 1960, S. Syono Ed., 431-451. Met. Soc. Japan (1960) 656.

5) E. N. Lorenz : Deterministic nonperiodic flow. J. Atmos. Sci. **20** (1963) 130-140.

6) H. R. Byers & R. B. Braham, Jr. : *The Thunderstorm* (U. S. Government Printing Office, 1949) 287.

7) Y. Ogura & N. A. Phillips : Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere. J. Atmos. Sci. **19** (1962) 173-179.

8) Y. Ogura & T. Takahashi : The development of warm rain in a cumulus model. J. Atmos. Sci. **30** (1973) 262-277.

9) W. Yanase, H. Niino & K. Saito : Cloud-resolving numerical simulation of a polar low over the Japan sea. Ninth Conf. Meso-Scale Processes. Amer. Meteor. Soc., Fort Lauderdale **F1** (2001) 497-501.

10) 地球シミュレータ研究開発センター (2000). NASDA/JAERI/JAMSTEC.