

中間規模じょう乱の発生と発達*

新 田 尚**

1. はじめに

日本付近に現われる低気圧については、これ迄莫大な調査や研究がみられる。あるものは総観解析の立場から、そしてあるものは力学的、熱力学的な解析の立場からの仕事である。それらの報告のすべてに目を通したわけでは勿論ないけれども、筆者がこれ迄経験し、通読し、推察した所では、日本付近に出現し通常の地上および高層天気図に検出される低気圧には大別して次の3種類があるようである。

(1) 上層の長波、超長波(波長3,000~1,0000km)に伴って発生、発達する亜熱帯性低気圧で、従来の気象力学のテキストにあるバロクリニック波と相似の構造をもち動静を示す。

(2) 真夏を除いて、他の季節に現れる規模の相対的に小さい低気圧(波長1,000km内外)で500mb以上の上層のじょう乱と直接の対応がない。

(3) 熱帯性低気圧、特に台風。

本文では(2)の低気圧を取扱う。このスケールのじょう乱は通常、中間規模じょう乱(intermediate scale又は medium scale disturbance)とよばれる。いう迄もなく、発生の初期には中間規模じょう乱であったものが、その後上層の移動性長波とカップルして次第にバロクリニックな発達を示すものもある。ここでは話を明確にするために、こうしたカップルした現象には触れないで、もっぱら主として中間規模じょう乱の特徴を示して

いる段階に限ることとする。

中間規模じょう乱が近頃注目されてきたことについては、いくつかの理由が考えられる。周知のように天気予報上この種のじょう乱は昔から予報官を悩ませてきた。特にむずかしかった場合の低気圧には、その発生場所にちなんでさまざまな名前がつけられている。すなわち、土佐沖低気圧、東シナ海低気圧、台湾沖低気圧(台湾坊主の一部も含む)、等々。そして近年の全国予報技術検討会においても、予報をはずしやすい場合のかなりの部分は中間規模じょう乱に関係していることが明らかにされている。それだけに全国の予報官の関心も高く、半ばルー的な分類がなされている。(例えば、大阪管区気象台の報告(1966)参照)。

ところで他方では、気象力学の研究がすすむにつれて、大気中のいろいろな不安定性が詳しく調べられた。あるものは純粋にアカデミックな関心から、回転流体力学の問題として、あるものは今世紀初頭にさかえたノールウェー学派の前線性低気圧波動論のリバイバルとして。(例えば、浅井・増田(1969)参照)。そして現在もお盛んに研究が進展中である。

更に数値シミュレーションの技術が進歩すると共に、現実の大気運動の諸相をコンピューターを使って人工的に再現できるようになった。特にコンピューターの計算能力が高まってくると共に、より細かい格子間隔(例えば100kmといった)が使用できるようになり、大気モデルの進展とあいともなってシミュレートできる大気現象の範囲(あるいはスペクトル)がひろがってきた。前線の活動や中間規模じょう乱の数値予報も現実の問題となってきたわけである。

* Development of the Intermediate Scale Disturbance

** T. Nitta 気象庁予報部電子計算室
—1971年5月22日受理—

本文の目的は、中間規模じょう乱の発生と発達について、総観解析、線型理論、数値実験の3つの方向から展望するところにある。ひと口にいって、現状はまだ模索の段階にあるようで、以上3つのどの方向も“現在進行形”である。従って、本文には結論めいたことは出てこない。読者の皆さんと共に、どういふ道をすすめていくことが研究を前進させる上で大切であるか、考えていきたいと思って筆をとった次第である。

なお、誤解を防ぐ意味でメソ現象との関連についてひと言触れたい。最初にも述べたように（そして次節でも定義するように）、本文でいう中間規模じょう乱は、通常の天気図で検出可能な波長1,000km内外のスケールの現象を指す。メソ現象（あるいは普通中小規模とよばれている現象）の場合、代表的な波長は100kmのオーダーであるし、通常の観測網では必ずしも正しくは検出されない。しかし、厳密な意味で中間規模じょう乱とメソ現象を別々のものとして区別してしまうのが正しいことかどうか、筆者にはよくわからない。ここでは“便宜上”ひとまづ別のものとして扱うことにする。

2. 実例

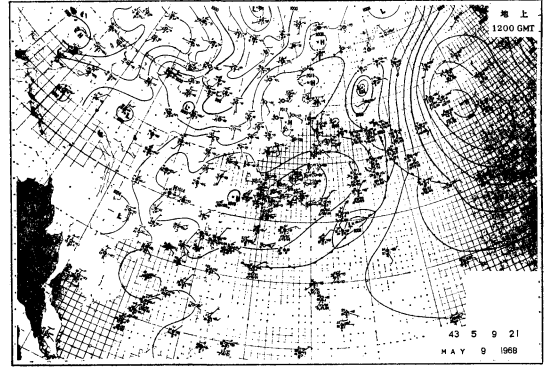
既に述べたように、本文でいう中間規模じょう乱とは次のものをさす。

日本付近や華南で（主として $20^{\circ}\text{N}\sim 30^{\circ}\text{N}$ の間が多い）、真夏を除いて発生する代表的波長1,000km内外のじょう乱で、相対的に背が低くてせいぜい700mb位までみとめられ、500mb以上の層は東西流が卓越している。

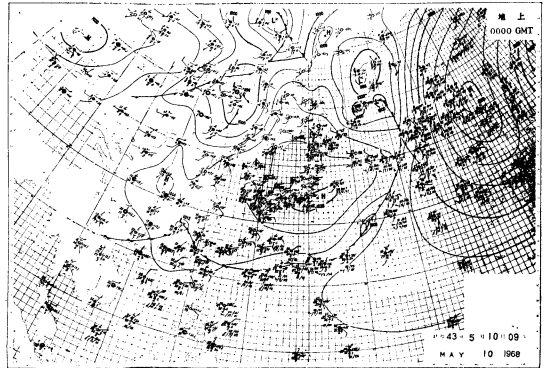
（ここで代表的波長といったのは、地上天気図でみて、低気圧性波動間の距離あるいは注目している低気圧の東西方向のひろがりの意味する）。こうしたじょう乱は、亜熱帯性低気圧から西にのびる停滞前線上や梅雨前線上、あるいはあらかじめ前線があるという程はっきりしたものではないがほぼ東西にのびる等温線が集中した部分に発生する。発生時においては、多くの場合、南（あるいは南西や南東）から湿潤で暖かい気流が流入し（いわゆる湿舌のつっこみ）、場合によっては下層ジェットともよばれる位顕著な流入がある。この流れが前線とまじわった箇所によくの場合発生する。従って、地上天気図に低気圧がはっきり描かれる前に付近一帯に天気現象の変化が起り、大体12時間から6時間位前に降雨がはじまっている。一部にはレーダーの観測でじょう乱の発生がとらえられることがある。発生したじょう乱は1日位で消滅することが多い。そして次々に別のじょう乱が発生する。移動は全般に遅く、寿命が短いために、しばしば移

動したものか別に発生したものか、はっきりしないことが多い。（中には上層の移動性長波とカップルして発達するものもある。）

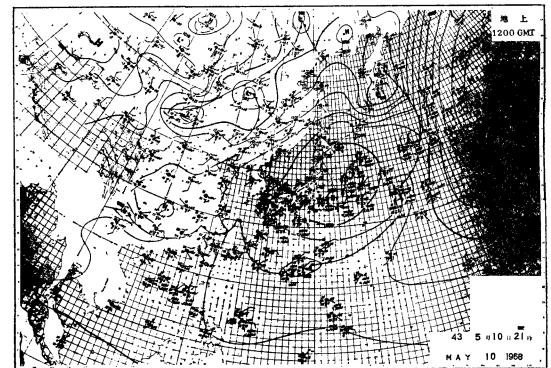
次に具体例をみることにしよう。



(a) 1968年5月9日12z

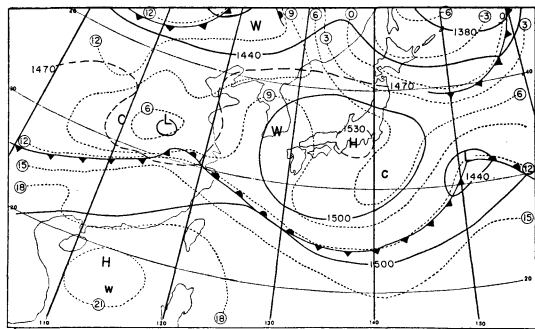


(b) 1968年5月10日00z,

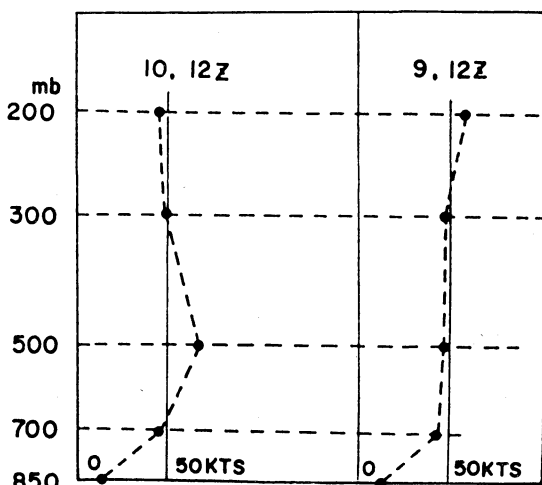


(c) 1968年5月10日12z,

第1図 地上天気図



第2図 1968年5月10日00zの850mbの等高度線(実線)と等温線(破線)

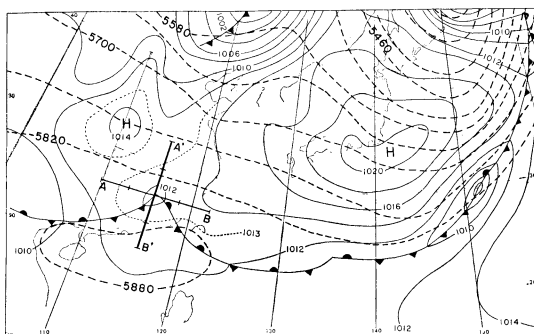


第3図 風速の垂直分布(漢口) (藤範・嘉味田)

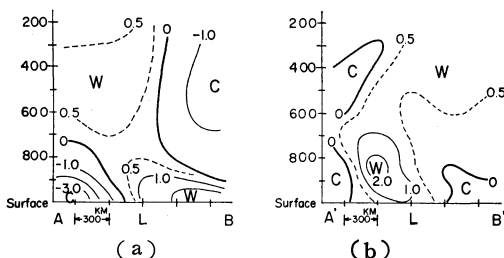
1968年の気象学会秋季大会で、“小低気圧——土佐沖低気圧について”と題してシンポジウムが開かれた(「天気」15巻9号参照)。今でいえばこれが中間規模じょう乱についてのシンポジウムで、この方面の企画としては恐らく初めての試みだったと思う。このシンポジウムで中島は土佐沖低気圧に焦点をあわせて中間規模じょう乱の現象的記述を行っている。特に中西に従って、地上天気図での分類を紹介しているが(中島の予稿の第2図(a), (b)と第3図(a), (b)はいれちがっている)、読者も一度御覧になって頂きたい。これを見ると、中間規模じょう乱の中にも、前線性波動のようなタイプと、低気圧家族(cyclone family)の一員のようなタイプとがあることに気がつく。しかし、後でも述べるように、地上天気図の分類だけではじょう乱の立体構造がつかめないために、これ以上の力学的考察にすすめる

いのが残念である。(大阪管区気象台の報告(第3編)にはもう少し詳しいことが書いてあって面白い。)

第1図は、1968年5月9日12zから10日12zにかけての地上天気図である。華南に中間規模じょう乱の発生がみられるが、この例は先に藤範・嘉味田(1969)によって報告されている。華南の25°N, 115°Eを中心とした付近一帯では、9日から既に降雨がみられる。そして10日00zの地上天気図で、ここに低気圧の発生が観測され、北東へ移動をはじめ。10日12zには波動が2つみられ、その後しばらくは2つのままでいる。この場合スケールがかなり小さいといえる。第2図は、5月10日00zの850mb面高度と気温の分布を示す。850mb面では低気圧の中心がやや北に寄っているが、この例の場合低気圧発生時のこの南北の傾きはやがて解消の方向に向い、軸がたってくる。中間規模じょう乱は等温線の集中帯の南辺に発生し、北側に乾燥域、南側に湿潤域がみられる。低気圧の上で顕著な暖気の流入が観測される。風の水平シアという目でみると、華中では夏期700mb以下で、南西乃至南東の季節風とその北側の北東風との間で顕著なシア・ゾーンが存在するが、この例でもそれが観測される。第3図は、低気圧が発生した近辺(漢口)で



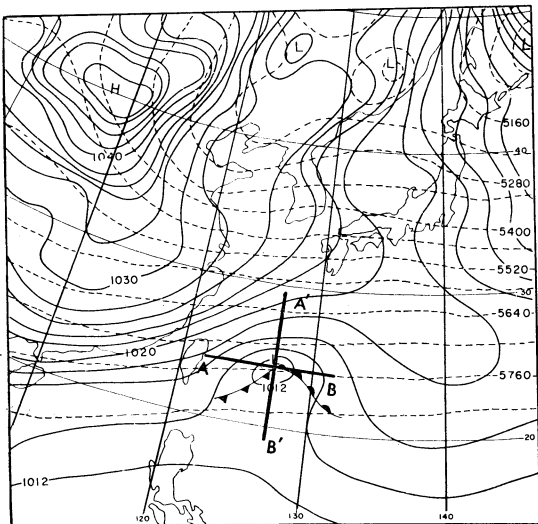
第4図 1968年5月10日00zの地上等圧線図(実線)と500mb等高度線図(破線)



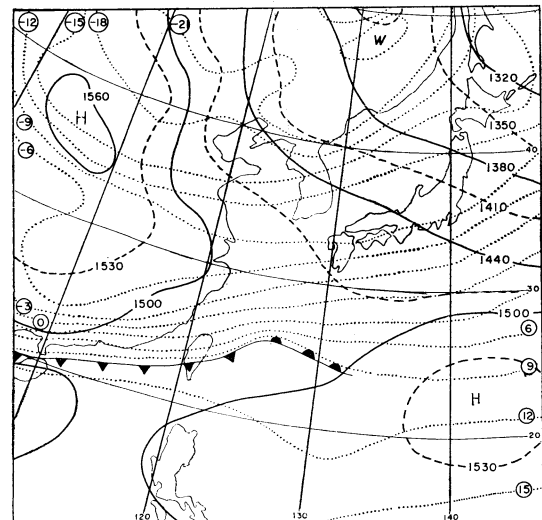
第5図 1968年5月10日00zの気温偏差図(a)第4図のABに沿った断面図, (b)第4図のA'B'に沿った断面図。

の偏西風の垂直分布を示す。鉛直の帯状風速シアが対流圏下層部に集中していることがわかる。

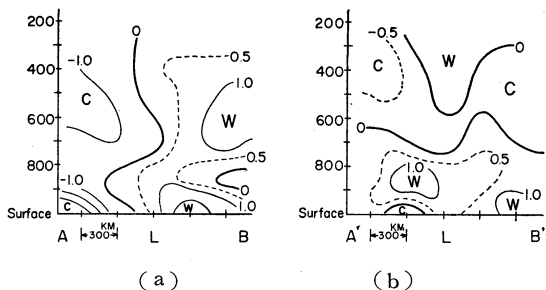
第4図は、地上天気図に500mb面高度のコントアを重ねたもので、5月10日00zの実況である。500mbの流れがほぼ東西流で、低気圧の中心部の上空では西南西の成分をもつことがわかる。第5図には、地上低気圧の中心(図中Lで示す)を通る断面図のひとつを示す。(a)図は東西、(b)図は南北の断面で、300km毎に読みと



第6図 1971年1月29日00zの地上等圧線図(実線)と500mb等高度線図(破線)



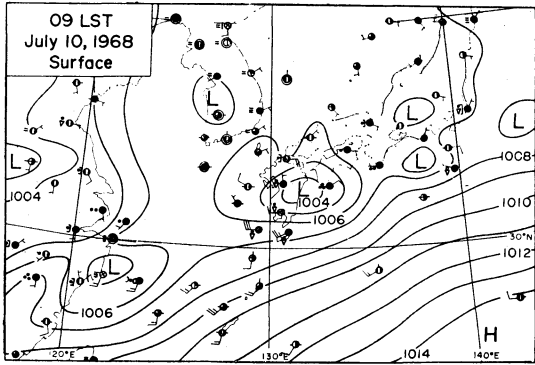
第7図 1971年1月29日00zの850mbの等高度線(実線)と等温線(点線)



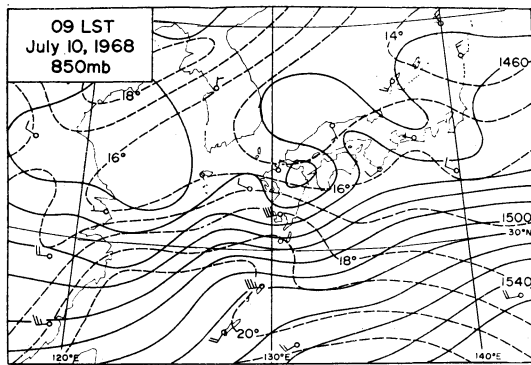
第8図 1971年1月29日00zの気温偏差図。(a)第6図のABに沿う断面図、(b)第6図のA'B'に沿う断面図、

ってある。図中の量は気温偏差の一種で、低気圧の中心を通る子午線をはさんで、東西に300km間隔で計5点とった点上の気温の平均値からの偏差を示す。対流圏下層部では、低気圧の中心より東側で暖気、西側で寒気があり、中、上層ではほぼこの関係が逆転していることがわかる。そして低気圧の上方から西にかけて暖かくなっている。

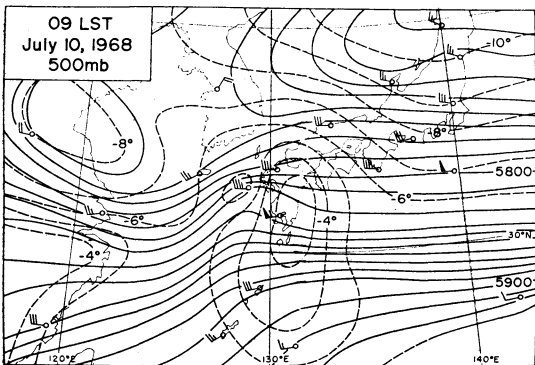
次に別の例にうつろう。これは1971年1月29日00zに台湾沖の東方海上に発生した場合である。第6図には地上天気図と500mb面等高度線が、第7図には850mb面の等温線と等高度線がそれぞれ示されている。この例は、同じく中間規模じょう乱の発生でも、1968年5月10日の場合とはかなりいちじるしく異なる特徴を示している。地上の前線の存在がそれ程顕著でなく、(しかし850mb面にはかなりはっきりした等温線の集中帯がみられる)、高気圧の南西部に突然出現している。また第8図の気温偏差図をみると、対流圏の下層は前の例と似ているが、中、上層は殆んど逆位相となっている。このことは、500mbや300mbで低気圧の西方にあたる部分が、前の例では暖かい峰となっているが、後の例では相対的に冷たい谷の底の部分となっている違いと一致している。前の例が5月という初夏であるのに対して、後の例が冬の1月であることを考えれば、違いがあっても一向に不思議はないのかもしれない。下層の中間規模じょう乱の構造や発生の経過に関しては、季節の異なるこの2例に共通点が多いから、恐らく物理的なメカニズムは同様と推察したいところだが、正確なことは今後のもっとくわしい調査をまたねばならないであろう。また、上層の違いが果して中間規模じょう乱の存在にどれだけ影響しているのか、いないのか、についても現段階ではなんともいえない。更にいうならば、ここに示した例はたまたま必要があって筆者が注意してみたものであって、もっと多くの例についてあたっていくと、まだまだ面白いことが出て



(a) 地上天気図,

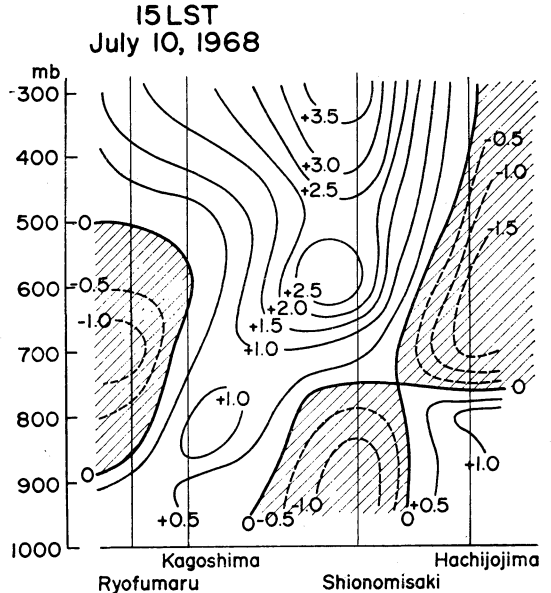


(b) 850mbの等高度線(実線)と等温線(破線),



(c) 500mbの等高度線(実線)と等温線(破線)

第9図 1968年7月10日00z (Matsumoto et al.による).



第10図 1968年7月10日06zの気温のアノマリーの断面図 (Matsumoto et al. による).

きそうである。必ずしもデータは十分なもの、力学的、熱力学的にさぐりを入れることは可能であろう。それから、レーダー・エコーや気象衛星の写真を利用することも重要と思う。既に立平(1970)は、土佐沖低気圧のあるものから、対流性の雲の列が流れ出してくることを報告しているし、台湾沖の低気圧発生時における宮古島のレーダー・エコーについて与那覇(1969)や琉球気象庁(1970)の報告がある。いずれの場合も、多くの例について低気圧発生前に対流性雲の観測がなされているのは興味深い。

梅雨前線に出現した中間規模じょう乱の詳しい解析が松本・吉住・竹内(1970)によってなされている。これは特別観測に際して行われたもので、豊富なデータを用いた立体的な解析で面白い。第9図は、地上天気図、850mbおよび500mb面の等温線と等高度線である。1968年7月10日00zに九州の上にある低気圧がこの例の中間規模じょう乱で、850mb面にもそれに対応した谷がみられるが、500mb面は低気圧の上方から西にかけては暖かい峯となっていて、じょう乱の背が低いことを示唆している。1968年5月10日の例と500mb面の様相は一見似ているようだが、5月の例は500mb面の暖い峯のスケールはもっと大きい。暖くなっていることについては詳しいことはわからないが、5月の例についてはヒマラヤの熱源が考えられ、7月の例では対流活動の効果が推

測される。第10図に気温の偏差図を示したが、この場合の偏差は以前の例とは違って、6時間毎の観測値の5回にわたる移動平均値からの偏差を示してある。時刻は7月10日06zで、この時刻に低気圧の中心は潮岬付近に達している。低気圧上、対流圏下層は相対的に冷く、中層から上層にかけて暖かくなっている。対流圏下層の様子は先の2例と似ている。

先の気象学会のシンポジウムでも、実例のきちんとした総観解析が不足している、ということがひとつの結論であったようだが（西本等、1968）、この問題は3年後の今日迄まだ本質的な解決はみていないと思う。

中間規模じょう乱は、始終発生するといったものではなく、対流圏下層における等温線の集中、湿潤な暖気の継続的流入、下層での鉛直シアの強化といった条件がたまたま重なった時期と場所に発生するようである。下層の前線帯はそのためのひとつの十分条件といえよう。発生する状況が限定されたものとはいえ、日本付近で中間規模じょう乱が存在することは確実なことといえる。

世界的にみても、ノールウェー学派の前線性低気圧論のきっかけは、前線上に次々と発生する低気圧の説明であったから、その中には中間規模のじょう乱があったと考えられる。また、Eliassen と Kleinshmidt のテキスト（1957）中の Kleinshmidt の述べているコメント（p.132-137）、Petterssen のテキスト（1969）の Fig. 13.8-13.10は、日本付近以外の場所でも中間規模じょう乱の存在することを示唆している。

3. 線型理論の流れ

これまでも述べたように、今世紀の初め、大気中のじょう乱を回転流体中の波動理論として説明しようとする学派がノールウェーに初めてあらわれ、V. Bjerknes 以下の俊秀がいくつかの学説を樹てた。その後、Charney や Eady によるバロクリニック不安定波の理論の発展と共に、ノールウェー学派の諸理論は、十分な検討を経ないでいつしか無視されてしまった。確かに、それらの中には無理なものも多いが、今日の目でみると、現在の気象力学の成果の芽生えがそれらの中にあつたことがわかる。その点は、本節がすすむにつれて次第に明らかになる筈である。この間の事情については、浅井・増田（1969）の回顧がよい手がかりになると思う。

さて、Charney や Eady にはじまるバロクリニック不安定性およびそれによる波動の発達の理論は、それ自身大いに発展したし、バロトロピック不安定論などを発展させ、近代気象力学の華ともいわれるべき成果をあげ

た。更に大気大循環の理論への寄与、数値予報のはじまりもこの理論の現実大気に対する応用ともいえよう。勿論、近代気象力学の全体像は、バロクリニック不安定論をつつんで更に大きいし、Rossby によるバロトロピック波の発見、地衡風調節理論など重要な業績は数多い。本文は気象力学の歴史をたどるのが目的でないから、やや片手落ちという気がしないでもないが、この辺で飛躍して、中間規模じょう乱の理論が最近にぎわってきたことの理由を考えてみることにしよう。筆者は次の3つの点を理由にしたい。順序は必ずしも不同である。

(1) バロクリニック不安定理論を基礎とした準地衡風大規模運動に対する数値予報の数多くの経験から、中間規模じょう乱を正確にシミュレートするにはどうすることが必要か、今一度考えなおそうとする反省の気運が生じたこと。

(2) ノールウェー学派の諸学説中、Kotschin の前線モデルとそれに基づく不安定理論の再検討が、デンマークの Eliassen (1960) によってなされ、彼の丁寧な数値解法による固有解の導出と固有関数の計算の結果、かなり現実的な解が示された。気象現象をもう一度気象力学の伝統にたかちかえって考えようとしていた Orlandi (1968) は、Katschin, Eliassen や次に述べる Stone (1966) の研究から、現実の中緯度の大気中には地衡風のバロクリニック不安定性のほか、別種の不安定性がありうることを更につつこんで調べようとした。この一連の流れがあつたこと。

(3) Stone は、回転惑星上の大気のもつ不安定性を調べる目的で、非地衡風のバロクリニック不安定性を研究し、リチャードソン数 (Richardson number) R_i に関して、 $R_i > 0.95$ なら通常のバロクリニック不安定性による成長率が最大； $0.25 < R_i < 0.95$ なら対称不安定性 (symmetric instability) による成長率が最大、 $R_i < 0.25$ なら Kelvin-Helmholtz 不安定性による成長率が最大であるという結果を得て、気象力学の研究者に新しい刺激を与えたこと。（付録1～3参照）

さて、いずれにせよ、その後今日にいたるまでいくつかの重要な研究が重ねられてきた。以下限られた紙面の中で線型理論の現在までの成果を紹介したい。理論の現状は、いくつかの“結果”が並存していて、それらが実況とどう関係しているかよくわからない。つまりこれこそ中間規模じょう乱の発生、発達を説明する本命だ、と結論づける段階ではない。

先ずこれらの“結果”を列記しよう。読者の方々は、

第1表 線型理論による中緯度の中間規模じょう乱の不安定性に関する研究の流れ

	研究者の分類	アプローチの仕方と用いた仮定	地衡風か 非地衡風か	静力学系か 非静力学系か	取り扱っている不安定性				
					バロクリニック不安定性	対称不安定性	Kelvin-Helmholtz不安定性	バロトロピック不安定性 (Rayleighシア不安定性)	CISK (第2種条件付不安定性)
I	Kotschin Eliassen Orlanski	前線のモデル (第11, 12図参照) 前線面に風速のシアが集中	非地衡風	(静力学系)	○	×	○ 特殊なモデルのため十分に。	○	×
II	Stone Tokioka	連続モデル (Eady model) Boussinesq 近似, 一様な鉛直シア	非地衡風	静力学系及び非静力学系	○	○	○ 一様な鉛直シアのため十分に。	×	×
III	Gambo	同上	地衡風	静力学系	○	(×) 傾向は示している	(×)	×	×
IV	相原 浅井	(同上)	非地衡風	静力学系	○	?	?	?	○ (詳細不明)

本節の最後にきたら、もう一度ここへ戻って考えて頂きたいと思う。“結果”の順序は便宜的なものと考えて頂きたい。

中間規模じょう乱の発生、発達を説明しようとする線型理論の“結果”

(a) バロクリニック不安定性と対称不安定性とが結合した不安定性による。(Stone, 1966, 1970, 1971; Tokioka, 1970, 1971; Gambo, 1970; は地衡風モデルながらこの不安定の可能性を暗示した。)

(b) バロクリニック不安定性と Kelvin-Helmholtz 不安定性とが結合した不安定性による。(Eliassen, 1960; Orlanski, 1968)

(c) CISK (付録5参照) による不安定が卓越する。あるいは他の不安定性と結合して不安定となる。(現在この点の研究がすすんでいるようだが、まだまとまって発表されていないので、ここでは単に可能性として指摘するにとどめる。)

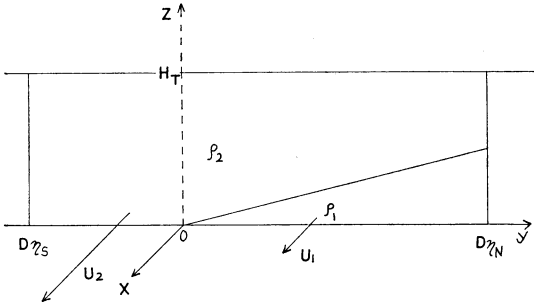
(d) バロトロピック不安定性 (付録4参照) による不安定が卓越する、あるいは他の不安定性と結合して不安定となる。(現在の所この可能性について肯定、否定のいずれの結果も出されていないという意味であげた。)

(e) 以上のほかの不安定性又は各種不安定性の結合

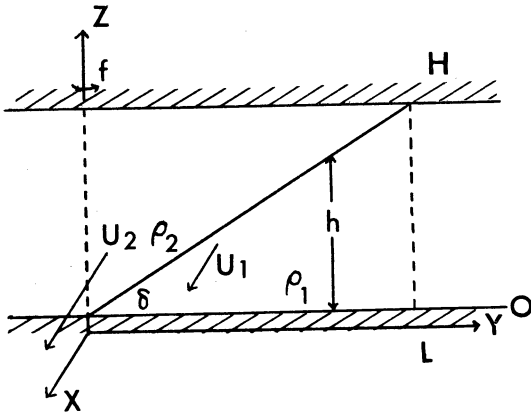
した型での不安定性によるもの。

それでは、もう少し具体的に線型理論をみていこう。先づ第1表をごらん頂きたい。かなり単純化したのが、現状についてひとつのみとおしを与えていると思う。この中で、Stone は元来惑星大気中の現象を説明する為に、簡単な場合から出発し (例えば流体層が比較的浅いとして Boussinesq 近似 (付録8参照) を採用)、そのとき特別な場合において卓越する対称不安定性などを詳しく調べ、次第に実際の惑星大気におけるが如く深い流体中の不安定性の問題にすすもうとしている。対称不安定性が前線波動などの中間規模じょう乱に重要である、と初めて主張したのは Tokioka (1971) であるが (Tokioka は、この他にもっと一般的な回転流体中の不安定性についても多くの重要な貢献をしているが)、純粋に対称不安定性を論じる上からは Stone をおとすことはできない。

Kotschin, Eliassen, Orlanski 等は、上下の剛体壁にはさまれた流体中に斜めの前線面を考え、それを不連続面としてこの面より上方と下方にそれぞれ斉一非圧縮の流体があるとした。従って、流速もそれぞれの流体内では一様で、この前線面に鉛直および水平シアが集中したようなモデルになっている。第11図は Eliassen の用いたもの、第12図は Orlanski の用いたもので、こまかい点に



第11図 Eliasen の用いた前線モデル



第12図 Orlandi の用いた前線モデル

差異があって厳密にいえばいろいろとちがってくるが、大きくみると大体同様の結果を与えているといえよう。ただし、取り扱い Orlandi の方が広範囲にわたっているため、それだけ一般的である、といえると思う。広範囲というのは次のような意味である。

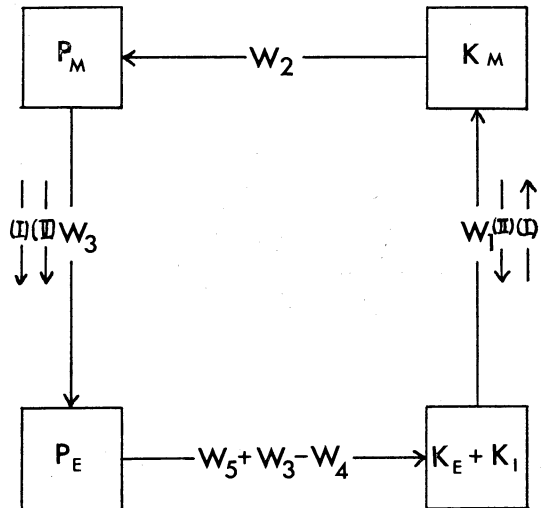
われわれが、回転流体中の運動を論じる場合に、種々の波動解があらわれることを知っているが、もし線型化した系を考えるならばこれらの解は決して突然現われたり、消えたりするものでなく、考えている流体のその時の状態に応じた解が得られる。流体の状態を指定する物理パラメーターの内、リチャードソン数 (Richardson number-付録6参照) R_i とロスビー数 (Rossby number-付録7参照) R_o (あるいはは簡単な一般流の場合はロスビー数の代わりに東西および南北の波数) が決定的なパラメーターである。いいかえると、 R_i と R_o を指定すれば運動が決まるわけだから、流体運動は R_i と R_o がつくる空間 (space) の中にあるともいえる。この空間の範囲をどこまでとるか、つまり R_i と R_o の組合せをどれだけ多くとるか、を広い範囲とか狭い範囲とかいう。

(なおこのことは回転流体の運動一般にいえることである。)

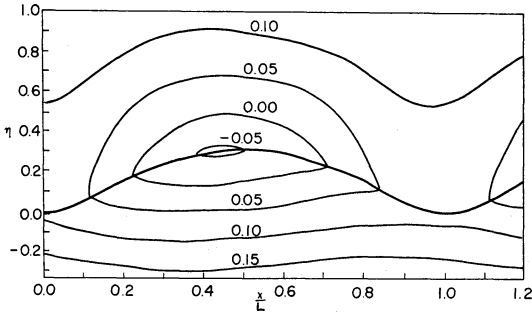
本文では、このグループの定式化、解法をおうことは止めよう。(曲田 (1969) が一度「天気」に詳しく紹介している)。しかし、このアプローチで物理的にどれだけのことかわかったか、が最も大切なことだから、その点をみることにしよう。彼等の結果をつきつめると、次の3つの物理像が出てくるように思う。すなわち

- (1) 波長 6,000km 位の波が不安定化する。ただし、 $R_i = 5$ で $R_o = 0.1$ の付近で。
- (2) 波長 2,100km 位の波が不安定化する。ただし、 $R_i = 5$ で $R_o = 0.3$ の付近で。
- (3) 波長 600km 位の波が不安定化する。ただし、 $R_i = 3$ で $R_o \sim 1$ の辺りで。

これ等の3種類の波の内、(1)のものは地衡風のバロクリニック不安定性とバロトロピック不安定性が同時に大きい成長率をもつ所 (小さい R_o と $R_i > 2$ の領域) で不安定化しているが、エネルギーの流れでみると、一般流の位置エネルギーから発してじょう乱の運動エネルギーに変換されている (そして更に一般流の運動エネルギーに至っている) から (第13図の (I)) で示されたもの、バロクリニック波と同じ発達といえる。しかしながら、ここでは R_i の小さい場合での話しかしていないから、対流圏で普通みられる R_i が数十という場合のバロクリニック波の不安定性とどうつながるものなのか、



第13図 エネルギーの流れ (Orlandi による)。 (I) は本文中の (1) の波、(II) は (2) の波にそれぞれ対応する。



第14図 Eliassen の求めた中間規模の波動解 (本文第3節中, Kotschin, Eliassen, Orlanski のグループの解にあらわれた(2)の波に対応する)。

よくわからない。それにしても、古典的な前線モデルを一般的に解くと、このような不安定波が出てくることは、気象力学の歴史に於いても面白いことだと思う。

(2)の波は、地衡風のバロクリニック不安定性と Kelvin-Helmholtz 不安定性が結合して作り出された不安定性によるもので、第13図のエネルギーの流れの(II)で示されたものの如く、一般流の位置エネルギーと運動エネルギーの両方から、じょう乱の運動エネルギーに変換されている。このタイプの不安定波は、Orlanskiによれば $R_i > 2$ で $R_o < 1$ (しかしそれ程小さくない)の範囲でみられるという、この波のパターンを第14図に示す。われわれが地上天気図の前線上にみる波動と非常によく似ている。これが本節初めの(b)の結果である。(後でもふれることだが、純粹の Kelvin-Helmholtz 不安定性は、 $0 < R_i < 0.25$ の範囲内で最大の成長率をもつということと、 $R_i > 2$, $R_o < 1$ で地衡風のバロクリニック不安定性と結合して新しい不安定性を生む、ということが、どのように説明されるのか筆者には今のところよくわからない。なお、このタイプの不安定波は、このグループの前線モデルを用いた場合に出てくるが、他のグループの連続モデルでは出てこない。これも不思議なことである。)

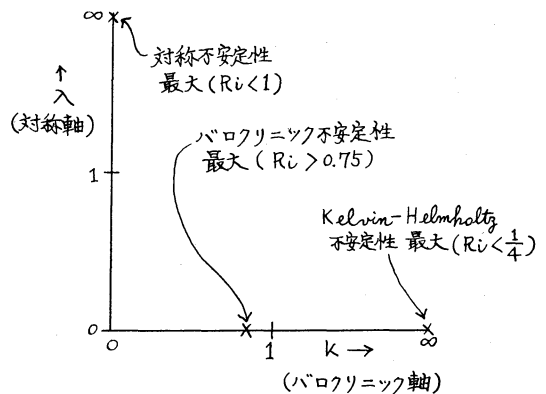
第3番目の(3)波については、現象的にそれに対応するものがあるのかどうか、よくわからない。Orlanskiによれば、こうした波が起りうるのは R_i も R_o も共に小さい所で、 R_i が小さくても R_o が大きくなるとむしろ Kelvin-Helmholtz 不安定性の方が卓越してくるらしい。

この前線モデルは、水平にきると一般流の水平シアが、垂直にきると鉛直シアがそれぞれ含まれていて、それ等

が前線面に集中したような形となっている。こうしたシアの表現が、連続モデル的な取り扱いをした場合のシアの表現とどう違うのか、或いは同じか、といったことも現在のところ筆者にはよくわからない。また、第1表をみていただくとわかることだが、連続モデルで水平シアを考慮した仕事はまだ出ておらず、他方、前線モデルでは、対称不安定性は決して表現できない。(なぜならば、対称不安定に関連した運動は等温位線に平行であるが、前線モデルのようにすべての等温位線がひとつの不連続面に集中してしまうと、そうした運動をあらわすことができなくなってしまうから。)

さて、次に、Stone, Tokioka 等の仕事をみることにしよう。彼等は Eady model を用いた。Eady model とは、Eady (1949) がバロクリニック不安定性を理論的に調べるために考えたもので、上下の剛体壁にはさまれた Boussinesq 流体を仮定し、コリオリ・パラメーターの緯度変化の効果 (β -効果) を無視してある。このモデルは、かなり非現実的な仮定をしてあるが、線型理論として取り扱いやすいのでよく用いられる。以下 Stone (1966, 1970) に従って説明しよう。

流れの場を一般流とじょう乱にわけて考え、一般流は鉛直に一樣なシアをもち温度風の関係を満足した方向の流れ、じょう乱は $\exp [i(\sigma t + kx + \lambda y)]$ という形をしていると仮定する。(記号については本文末に一括してリストしたので参照されたい。) そうすると、いま x^* , y^* , z^* を無次元の経度、緯度、鉛直の座標、 u^* , v^* , w^* をそれに対応した無次元の風速成分、 θ^* を無次元の温位とすれば、一般流に関しては(大文字であらわすと)



第15図 R_i の値に対する k - λ 座標面上での不安定性の位置づけ (Stone による)。

$$U^* = Z^*$$

$$V^* = W^* = 0$$

$$\textcircled{4} = z^* - \frac{y^*}{R_i}$$

また、じょう乱に関してはその振巾が十分小さいとする。じょう乱に対応する u^*, v^*, w^*, θ^* は、時間、空間に関して上記の波型を仮定しているから、一般的には複素数である σ の虚数部分がもし負になると不安定が生じる。

こうした Eady model の仮定をすると、結局じょう乱の上昇流（ただし、以下記号の混乱はないと思うので * を除き、またじょう乱部分についての特別のしるしもつけないことにする）に関する次の方程式が導かれる。ここまでは Eady が 1949 年に導いている。

$$[1 - (\sigma + kz)^2] \frac{d^2 w}{dz^2} - \left[\frac{2k}{\sigma + kz} - 2i\lambda \right] \frac{dw}{dz} - \left[R_i (k^2 + \lambda^2) + \frac{2ik\lambda}{\sigma + kz} \right] w = 0 \quad (1)$$

そして境界条件として

$$z = 0 \text{ および } 1 \text{ で } w = 0 \quad (2)$$

w の式にしたのは境界条件が設定しやすいためだが、(1) はいわゆる固有値問題の式である。ここで σ, k, λ は無次元としたが、次元のある量 $\bar{\sigma}, \bar{k}, \bar{\lambda}$ との関係は

$$\bar{\sigma} = f\sigma, \bar{k} = fk/U, \bar{\lambda} = f\lambda/U \quad (3)$$

となる。これをみると、無次元化した経度および緯度方向の波数 k と λ は、それぞれ経度および緯度方向のロスビー数に対応することがわかる。またリチャードソン数 R_i は

$$R_i = \frac{gz_0^2}{U^2} \frac{1}{\textcircled{4}} \frac{\partial \textcircled{4}}{\partial z} \quad (4)$$

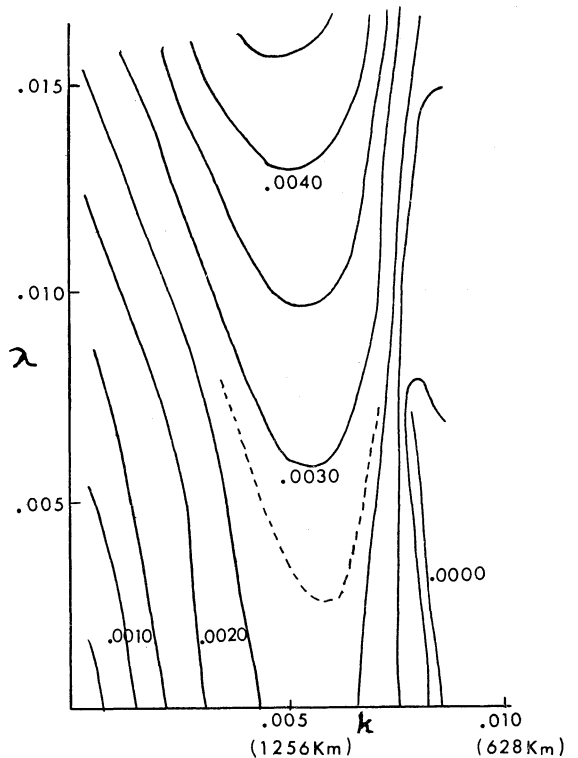
となる。ただし、 $\textcircled{4}, \bar{z}$ は次元のある $\textcircled{4}, z, z_0$ はモデルの上下の壁の間の距離。

(1) 式は、Eady model におけるバロクリニックな一般流の不安定性をきめる方程式で、 R_i の大きさによって不安定の性質が異なることがわかる（すなわち、方程式の数学的な型が R_i によるから）。Eady は、(1) 式を $R_i \gg 1$ について解いて、地衡風のバロクリニック不安定性を調べた。また $R_i = \lambda = 0$ の場合は Fjörtoft (1950) が、 $\lambda = 0$ の場合は Arnason (1963) がそれぞれ解いている。

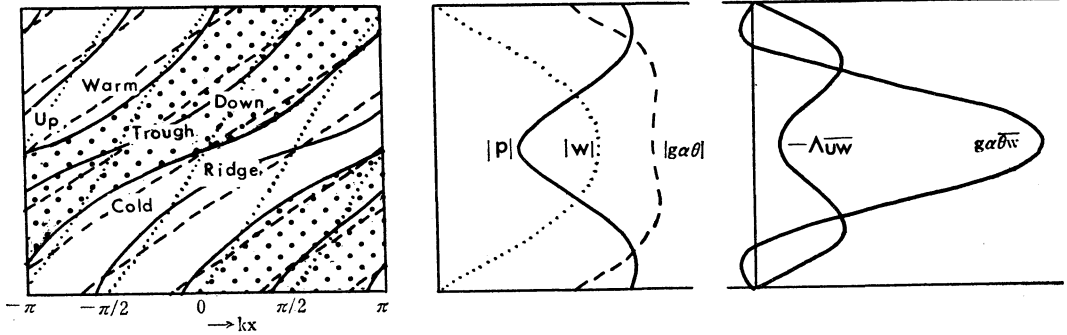
周知のように、対流圏では普通平均状態において R_i は数十の値をもつ。従って、Eady の研究で大体こと足りるわけであるが、一般流の鉛直シアが強まったり（例

えば下層ジェットが存在）湿潤域がひろがり厚くなってくると（静的安定度を乾燥空気の温位によるものでなく、相当温位によるもので定義すべきだから）、 R_i がうんと小さくなりうる。中間規模じょう乱が発生しやすい場合も、こうした状態である。（ R_i の計算は、われわれが問題にしている現象のスケールに応じてなされるべきで、中間規模じょう乱の場合は 100km 位でスムーズした場を考えるのが適当と思う。）だから、対流圏下層のある限定された場所と時間で R_i が 1 乃至それ以下になりうる。（地球大気をはなれば、 R_i が小さいことがそれ程特殊ではないかもしれない。）

(1) 式の解が示す不安定波の成長率（ σ の負の虚数部分の絶対値）が、それぞれの R_i に応じて波数 k と λ （ここでは同時に経度および緯度方向のロスビー数）の関数となるから、 σ があるきまった R_i に対して k を横軸、 λ を縦軸とした座標面上で変わると考えることもできる。厳密にいうと、こうした不安定性はすべてバロクリニック不安定性なのであるが、普通 $k = 0$ のとき発達す



第16図 $R_i = 0.4$ のときの k - λ 座標面上での成長率の分布 (Tokioka による)。梅雨前線がある状態に近いパラメーターの場合。



第17図 第16図の場合の発達波の構造(左)とエネルギー変換量の鉛直分布(右),

るものを対称不安定性, $\lambda=0$ のとき発達するものをバロクリニック不安定性とよんでいる。

Stone や Tokioka は, (1) 式を特別の場合には解析的に, 一般の場合は数値解析で近似的に σ について解いている。その結果を模図的に示したのが第15図で, 経度方向の波数(この場合は同時に経度方向のロスビー数)について, バロクリニック不安定性の最大と Kelvin-Helmholtz 不安定性の最大になるところがあらわれ, 緯度方向の波数(ロスビー数)について対称不安定性が最大にあるところが出てくる。この図は, 成長率を示したもので, R_i がパラメータとして示されている。すなわち, 図に示した R_i のとき, この $k-\lambda$ 面に成長率の最大があらわれる, という意味である。

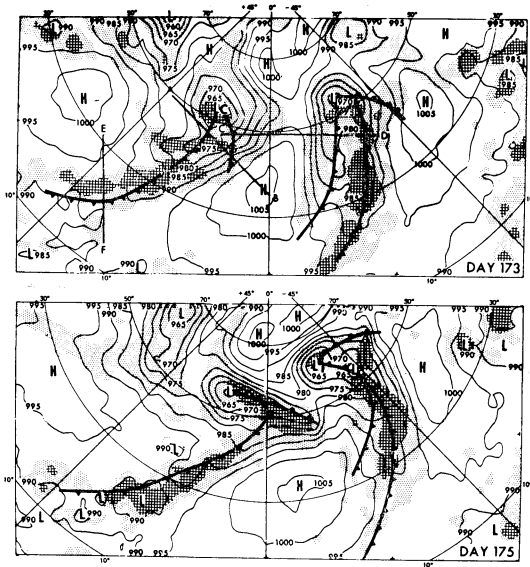
これをもう少し具体的に示したのが第16図である。この図は Tokioka (1970) によるもので, 本質的には Stone と同じ解き方をしているが, 都合で Kelvin-Helmholtz 不安定の部分はあらわれない。彼は梅雨前線がある場合に近いパラメータを選んでいる。この場合, $R_i=0.4$ である。そうすると, 成長率の分布は図のように $\lambda=0$ のバロクリニック軸では鞍部となり, λ が増加するにつれて(すなわち, 前線帯の南北巾がせまくなるにつれて), ゆっくりと増加する。 $R_i=0.4$ のときにはこの図に示した範囲内では $k=0$ の軸上に成長率の最大があらわれない。第15図は, 純粋にそれぞれの不安定性があった場合の模図で, 実際には $R_i=0.4$ のとき第16図の如く, 2つの不安定性が結合して新しい不安定性の成長率が得られる。

第16図によると, 梅雨前線に似た状況では波長 1, 100 km 位の波が発達しやすく, 実際的な λ をとると大体 8 時間位で振巾が約 2 倍半になる。Tokioka はこういう波の構造や維持のメカニズムも調べている。第17図はその 1 例で, 左側は軸の鉛直の傾きと上昇流, 右側はエネル

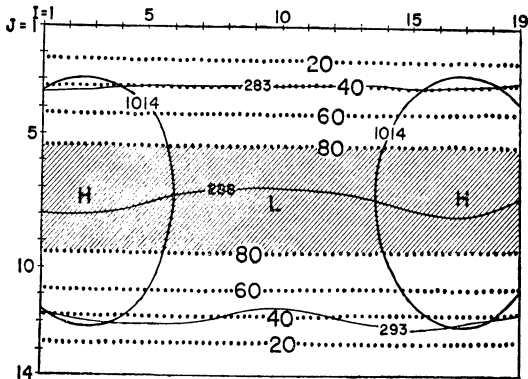
ギー変換を示している。谷の軸は東に傾き, じょう乱のエネルギーは一般流の位置および運動エネルギーから支給されていることが示されている。この結果もかなり現実に近いことがわかる。すなわち, 前線性低気圧はバロクリニック不安定性と対称不安定性が結合(乃至混合)した型の不安定性によって発生, 発達するという可能性が示された。これが本節の初めに示した(a)の“結果”であって, 先の(b)の“結果”に劣らずもっともらしい。なお, Gambo (1970) も地衡風モデルながら, この Tokioka の結果を示唆する結果を得ている。

これまで, R_i が小さいことの物理的裏付けのひとつとして, 中間規模じょう乱が発生するような領域では空気が非常に湿潤だから, 静的安定度を相当温位を用いて定義するとすれば R_i が小さくなりうるとした。このことは, いいかえれば条件付に安定な場合の凝結熱放出の効果(大規模運動による)を考慮しているのとは本質的には同じことである。従って, R_i が小さいとする不安定性の議論には, こういう意味で凝結熱の効果が入っているといえる。しかし, 周知のように積雲対流による凝結熱の放出は, 中緯度でもときによって非常に著しいものがある。本文でとりあげている中間規模じょう乱の場合, こうした積雲対流の効果(凝結熱の放出のほか運動量輸送の役割も考えられる)がどれだけ本質的なのか, 実測の問題としてまだよくわかっていない。これまで紹介した線型理論には, この対流の集団効果は考慮されていない。最近この効果をいれた取り扱いが, 相原・今井や浅井によってとりあげられはじめた。

さて, ここで読者にもう一度本節の冒頭にかえて, これまでの線型理論の“結果”をながめて頂きたい。連続モデルの線型理論で, もし一般流の水平シアが考慮されるならば, (a) と (b) の結果をまとめて考えることができることに気付かれるだろう。数学的には複雑で厄



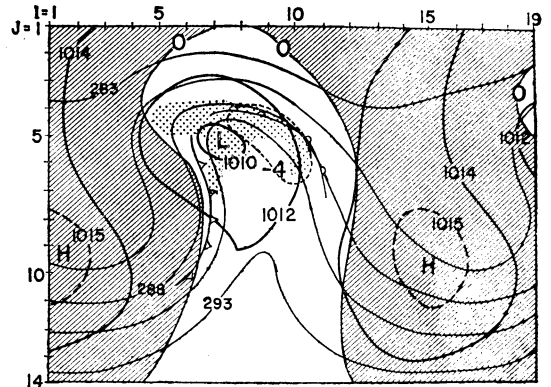
第18図 大気大循環の数値実験モデルにみられるモデル大気中の前線波動 (Manabe et al. による).



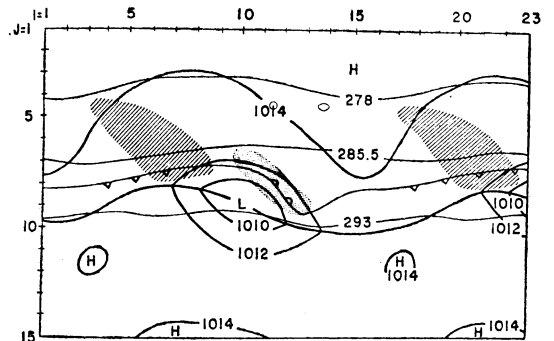
(a) 初期の相対湿度分布 (点線), 900mb-地上間の平均気温分布 ($^{\circ}\text{K}$) (細い実線) 及び地上等圧線 (太い実線),

介かもしれないが、決して不可能ではないだろう。現在、時間数は数値実験的にこの一般的な場合の理論的研究を行っている、ときいている。

現在のところ、まだはっきりと結論づけを行なうことのできない、中間規模じょう乱の発生、発達に関する理論的研究の結果に統一的な解釈が示されるのも、そう遠い将来のことでもないと思っている。なお、本文では中間規模じょう乱に焦点をあわせた線型理論の紹介を行っ



(b) 初期に $R_i \sim 2$ の場合の48時間後のパターン。地上等圧線 (太い実線), 鉛直速度 (下降流は斜線域), 900mb-地上間の平均気温分布 ($^{\circ}\text{K}$) (細い実線), IVTI は前線の記号で示す。影の部分は 850mb 面上の飽和域,



(c) 初期に $R_i \sim 0.5$ の場合の24時間後のパターン。地上等圧線 (太い実線), 850mb 面の気温分布 (細い実線), $|\nabla T|$ の最大値を前線の記号で示す。850mb 面上の飽和域は斜線, 950mb のは影で示す。

第19図 中間規模じょう乱の数値シミュレーション (Gambo による)。

たが、不安定理論一般のことはやがて別に解説があると思う。

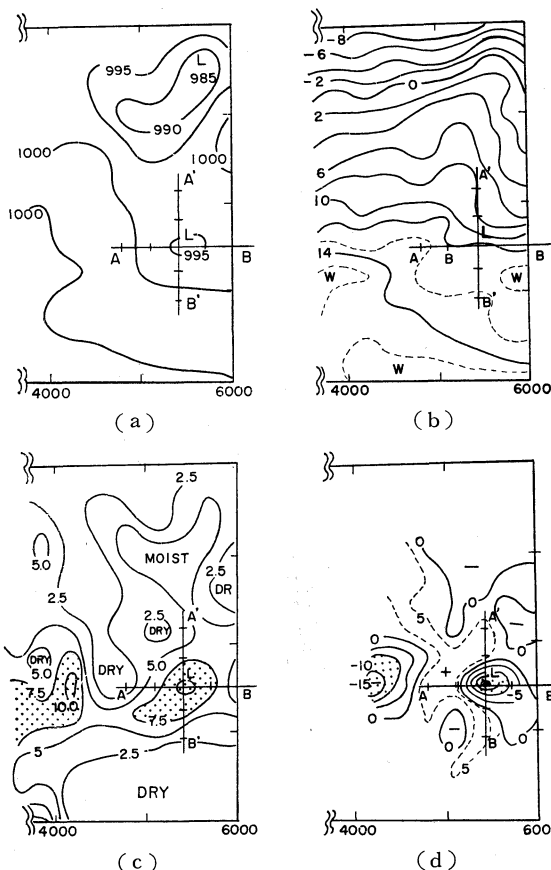
4. 数値シミュレーションの例

Manabe 等 (1970) は、大気大循環の数値実験用のモデルで格子間隔を500kmから250kmに短かくした所、前線上に波動が生じることを示した。これは全くの人工的につくったモデル大気での話であるが、第18図に一例を掲げる。数値積分の時間で、173日目に領域の左側にある移動性低気圧から南にのびる前線上に、175日目になると中間規模のじょう乱があらわれる。これは cyclone

family のメンバーのようである。これ以上詳しい材料がないので、この場合のじょう乱についてはなんともいえない。

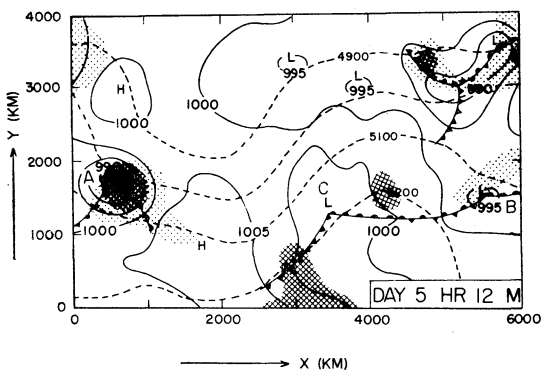
Gambo (1970) は、10層のチャンネル・モデルを用いて、中間規模じょう乱をつくり出した。第19図(a)は、初期の地上気圧と900mb—地上間の相対湿度および温度を示す。1,400km四方の領域の中間に、東西にのびる前線帯をあらかじめ用意している。彼はこの数値実験の方ではプリミティブ方程式モデルを用いているから、前節で紹介した各種の不安定性はすべて表現できるわけである。領域の中間の前線帯に対応して、帯状流も中間で相対的につよくなっている(水平シアがある。)帯状流の鉛直シアを変えることによって、Gambo は $R_i \sim 2$ と $R_i \sim 0.5$ の2つの場合の初期値を用意した。(b)は $R_i \sim 2$ の場合の48時間後のパターンで、発達するバロクリニック波(ただしスケールのやや小さい)を現わしている。われわれがしばしば観測するものによく似ている。一方、(c)は $R_i \sim 0.5$ の場合の24時間後のパターンで、前線性波動の様相を呈している。この場合ひとつ気がつくことは、(c)の中間規模じょう乱が、北西から南東への傾きを示していることで、いくつか考えられる中間規模じょう乱の中のある特解を表現している。この数値実験は、 R_i の違いがどれだけ異なる波数解を与えるか、をパターンで示した初めての例といえよう。実に鮮かに差異が示されているが、もっとつこんだ解析がまたれる。

Gambo が、いわば人工的に前線帯を与え理想的な初

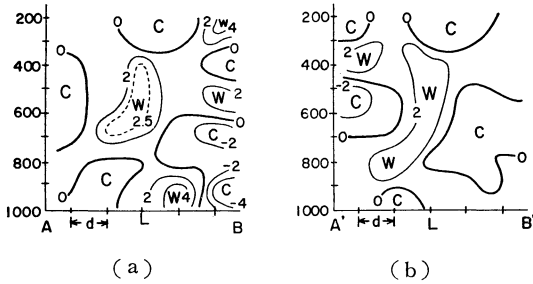


第20図 第20図でBと印した中間規模じょう乱をとり出したパターン(Nitta と Ogura による)。(a) 地上等圧線 (mb) (b)800mbの気温分布(°C) (c) 800mbの比湿分布(g/kg), (d) 800mbの鉛直 p-速度分布 (mb/hr)。

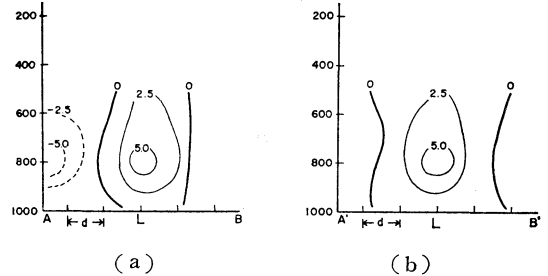
期条件から出発したのに対して、Nitta と Ogura(1971)は先ず亜熱帯性低気圧を発達させ、それに伴う前線上に果して中間規模じょう乱ができるかどうか、数値実験的に調べた。Gambo が狭い領域ながら100kmの格子間隔と10層をとっているのに対し、Nitta と Ogura は6,000km×4,000kmの領域で300kmの格子間隔で6層のチャンネル・モデルを用いている。中間規模じょう乱に対して、300kmの解像力は余りよいとはいえないので、この数値実験の結果は一応 preliminary なものとみるべきであろう。彼等は、Hinkelmann (1959) がバロクリニック波の発達に用いたのと同様の初期値から出発し、先ず亜熱帯低気圧を発達させた。ここまでは Hinkelmann 等と本質的に変りはない。中間規模じょう乱にとって水蒸気存在(いいかえれば大規模な凝結熱の放出)が不可欠



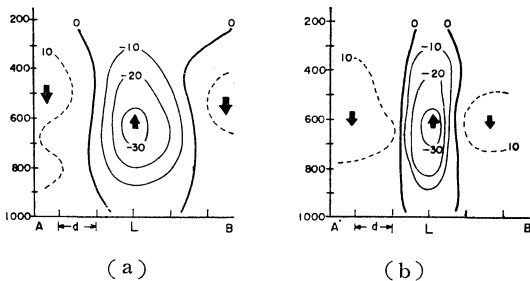
第20図 中間規模じょう乱の数値シミュレーション(Nitta と Ogura による)。5.5日後のパターン。地上等圧線(実線)と500mbの等高度線(破線)。前線は対流圏下層の気温分布より決定。薄い影の部分は0-1cm/dayの降雨率、濃い影の部分は1cm/day以上の降雨率の場所。



第22図 気温の偏差の断面図 (Nitta と Ogura による). (a) 第21図の \overline{AB} に沿った断面図, (b) 第21図の $\overline{A'B'}$ に沿った断面図.



第23図 比湿の偏差の断面図 (Nitta と Ogura による). (a) 第21図の \overline{AB} に沿った断面図, (b) 第21図の $\overline{A'B'}$ に沿った断面図.



第24図 鉛直 p-速度の断面図 (Nitta と Ogura による). (a) 第21図の \overline{AB} に沿った断面図, (b) 第21図の $\overline{A'B'}$ に沿った断面図.

であるから, Gambo のモデルも Nitta と Ogura のモデルもいわば moist model である. 両者は細部においては若干異なるが, ひとしく大規模上昇流およびパラメタライズした対流群による凝結熱の放出過程をとり入れてある. (数値実験の場合, 数値積分を長時間安定に走らせるためには, どうしてもこうせざるをえない. 対流群の効果を別にきりはなして, 入れたたり入れなかったりという具合にはなかなかできない. この辺に, 現象を「理解」する上でのひとつの悩みがある.) 従って, 効果的な Ri が小さくなり, ここに中間規模じょう乱が発生し維持される可能性が生じてくる.

Nitta と Ogura の数値実験でも, 中間規模じょう乱が再現された. 第20図は計算開始後5.5日目(この日数には余り意味はない. 初期条件やモデルによってきまるものだから)のパターンで, 実線は地上等圧線, 破線は500mbのコントア, うすい影の部分は0~1 cm/dayの降雨率の場所, 濃い影の部分は1 cm/day以上の降雨率の場所を示す. この図の中にあるいくつかの低気圧のうち, Bと印したものが中間規模じょう乱とみなせる. このモデルはチャンネル・モデルで, 領域の東の境界が西

の境界につながっているから, BはAというバロクリニックに発達している低気圧から南西にのびた前線上に生じたものとみなせる.

Bをもっとくわしくみるために, 第21図にBの付近だけとり出して, (a)地上気圧, (b)800mbの等温線, (c)800mbの比湿, (d)800mbの鉛直p-速度, をそれぞれ示した. われわれが, 第2節の実例でみた温度場(第2図や第7図)との相似ははっきりしていると思う. Bの中心に水蒸気が集積し, そこが大体上昇域の中心にもなっている. この図に示した \overline{AB} , $\overline{A'B'}$ の線にそって, 第22~24図に断面図を示した. \overline{AB} はほぼ東西, $\overline{A'B'}$ はほぼ南北の断面である. 先に実例の第5図や第8図をつくるとき行ったのと同じ要領で, モデルの格子間隔 $d=300\text{km}$ に関する東西5点の平均値からの偏差を, 気温(第22図), 比湿(第23図), 鉛直p-速度(第24図)について求めた. 気温の偏差の断面は, 対流圏下層で低気圧の東側に暖気, 西側に寒気があり, 中層にむかうと共に逆になっている. 大まかなところは, 1968年5月10日や Matsumoto 等の例に似ている. 比湿や上昇流も, この低気圧なりのスケールに応じてまとまっているのが面白い. 実況でもこのように低気圧の中心に集中しているのかどうか, 今のところよくわからない.

5. むすび

数値シミュレーションのモデルは, 実況データにも適用できる. 日本の天気予報作業にとって, 中間規模じょう乱の予報が極めて大切であることはいう迄もないことであるから, 中間規模じょう乱の数値予報にむかって, 現在気象庁でもとり組みは始めている. これは世界的な傾向であって, 先進諸国では既に半ばルーチン化しているところもある. 中間規模じょう乱のスケールが小さいところから細かい格子間隔を用いねばならず, また, 電子計算機の能力に限られているし, さしずめ自分の国の

周辺までを予報領域とするだけでよい。こうしたところから、このためのモデルは *fine mesh, limited area prognostic model* とよばれている。イギリスの preliminary な仕事については、Bushby 等のグループから既に報告が出されている。(Bushby and Timpson, 1967; Benwell and Timpson, 1968; Bushby, 1969; Benwell and Bushby, 1970)。最近ではアメリカ、カナダでも具体的な結果を出している。

しかし、われわれは同時に常に現象の正しい物理像を創り出していかなければならない。中間規模じょう乱についても、これまで多くの調査がなされているが、この機会に筆者なりにお願いをしておきたい。先ず予報関係者の調査について、なるべく三次元的な成層状態がわかるような整理をして頂きたい、ということである。単に地上天気図だけのみたり、あるいはパターンとしてみるだけでなく、天気図に含まれている情報から中間規模じょう乱の力学的解析や物理的推測ができるように処理していただければ有難いと思う。本文を執筆した動機も、こういう願いの内容について理解して頂きたかったからである。

次にレーダー関係者の報告には、エコーからみた雲の種類、構造、分布などがわかれば記して頂きたいと思う。それらを通して、大気の成層状態、構造を理解する手がかりをつかむために。以上勝手なお願いであるが、筆者の意図するところを御諒解して頂きたい。

本文は総合報告としてでなく、解説として書いた。一部の読者には、初等的で式の演算が少く言葉によるくどい説明が気になったかもしれないが、この点を考えて諒承してほしい。筆者の非力と不勉強のためにわかりにくかった点は許して頂きたい。また、筆者の説明に誤りや考え違いがあれば遠慮なく指摘して頂きたい。筆者は卒直さの価値を尊ぶもののひとりであるつもりである。なお、今後、新しい事実、解釈、結果があればどしどしお教え願いたい。常に新しい眼で事実や理論をみていくことこそ学問の進歩だと信じている。

謝 辞

本文の執筆に際して、線型理論の近況についていろいろ御教示を願った気象研究所の時岡達志氏と、宮古島のレーダー写真を中心とした琉球気象庁の報告をお送り下さった琉球気象庁の石垣和雄氏には特に心から感謝したいと思います。

引用文献

1) 相原正彦, 今井博子, 1970: 中小じょう乱の特

性 (I), 1970年度秋季大会講演予稿集, p.43.

[(II) 1971年度春季大会]

- 2) 浅井富雄, 1971: 中規模じょう乱の力学的特性. 1971年論春季大会講演予稿集, p. 50.
- 3) 浅井富雄・増田三彦, 1969: 前線波動論の回顧と展望. 日本気象学会関西支部月例会ノート, 9, 第3号, 13-37.
- 4) Benwell, G.R.R., and F.H. Bushby, 1970: A case study of frontal behaviour using a 10-level primitive equation model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 96, 287-296.
- 5) Bushby, F.H., 1969: Further developments of a model for forecasting rain and weather. *Proc. WMO/IUGG Sym. Num. Wea. Pred. Tokyo*, II-75~II-84.
- 6) Bushby, F.H., and M.S. Timpson, 1967: A 10-level atmospheric model and frontal rain. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 93, 1-17.
- 7) Benwell, G.R.R., and M.S. Timpson, 1968: Further work with the Bushby-Timpson 10-level model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 94, 12-24.
- 8) Eady, E.T., 1949: Long waves and cyclone waves. *Tellus*, 1, 33-52.
- 9) Eliassen, E., 1960: On the initial development of frontal waves. *Publ. Det Danske Meteor. Inst.*, No. 13, 107pp.
- 10) Eliassen, A., and E. Kleinschmidt, Jr., 1957: *Dynamic Meteorology*, *Handbuch der Physik*, XLV III, 1-154.
- 11) 藤範晃雄・嘉味田宗治, 1969: 背の低い低気圧. *うず*, No. 3, 気象庁予報部発行, 2-4.
- 12) Gambo, K., 1970: The characteristic feature of medium scale disturbances in the atmosphere (II). *気象集誌*, 48, 315-330.
- 13) Manabe, S., J. Smagorinsky, J.L. Holloway, Jr., and H.M. Stone, 1970: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle III. Effects of increased horizontal computational resolution. *Mon. Wea. Rev.*, 98, 175-212.
- 14) Matsumoto, S., S. Yoshizumi and M. Takeuchi, 1970: On the structure of the "Baiu Front" and the associated intermediate-scale disturbances in the lower atmosphere. *気象集誌*, 48, 479-491.
- 15) 中島暢太郎・吉田泰治・曲田光夫, 1968: 小低気圧——土佐沖低気圧について, *天気*, 15, 359-376.
- 16) 西本清吉, 駒林 誠, 村山信彦, 安田清美, 1968: 秋季大本シンポジウム「小低気圧」討議要旨, *天気*, 15, 497-506.
- 17) Nitta, Ta., and Y. Ogura, 1971, *Numerical*

simulation of the development of the intermediate scale cyclone in the moist model atmosphere. (未印刷)

- 18) 新田 尚, 1971: 「発生」に重点をおいた日本付近の低気圧の発生, 発達に関するコメント, うず, No. 14, 気象庁予報部発行, 11-12.
- 19) 大阪管区気象台, 1966: 降雨予報に関する調査報告. (特に, 第3編土佐沖低気圧) 気象庁技術報告第50号, 気象庁, 229pp.
- 20) Orlandi, I., 1968: Instability of frontal waves. *J. Atmos. Sci.*, 25, 178-200.
- 21) Pettersen, S., 1969: Introduction to Meteorology. 第3版, McGraw Hill, 333p.
- 22) 琉球気象庁, 1970: レーダーエコー特集 (宮古島気象台の部). 琉球気象調査報告第24号, 琉球気象庁, 93pp.
- 23) Stone, P.H., 1966: On non-geostrophic baroclinic stability. *J. Atmos. Sci.*, 23, 390-400.
- 24) Stone, P.H., 1970: On non-geostrophic baroclinic stability: Part II. *J. Atmos. Sci.*, 27, 721-726.
- 25) Stone, P.H., 1971: Baroclinic stability under non-hydrostatic conditions. *J. Fluid Mech.*, 45, part 4, 659-671.
- 26) 立平良三, 1971: 南海低に伴うエコー・パターン. 昭和45年度全国予報技術検討会資料 (気象庁予報部)
- 27) Tokioka, T., 1970: Non-geostrophic and non-hydrostatic stability of a baroclinic fluid. 気象集誌, 48, 503-520.
- 28) Tokioka, T., 1971: Supplement to Non-geostrophic and nonhydrostatic instability of baroclinic fluid and medium scale disturbances on the fronts. 気象集誌, 49, 129-132.
- 29) 与那覇定吉, 1969: 台湾坂主と宮古島気象レーダーエコーの関係について. 琉球気象調査報告, 第23号, 琉球気象庁, 25-35.

付 録

1. バロクリニック不安定性

一般流の位置エネルギーがじょう乱の位置エネルギーにうつり, 最終的にじょう乱の運動エネルギーに変換するためにおこる不安定. このエネルギー変換は, 暖気域での上昇流, 寒気域での下降流によって行われる. 運動は水平的.

2. 対称不安定性

ここにいう対称とは地球の回転軸に対する軸対称の意味で, 経度方向には波動がなくて一様な一般流がある場合に (つまりドーナツ状に一般流が地軸のまわりをまわっている), 子午面内に生じる不安定. 一般流の位置内部および運動エネルギーが, じょう乱の運動エネルギー

に変換するために不安定が起る. 運動は垂直的.

3. Kelvin-Helmholtz 不安定性

前世紀後半 Helmholtz が定性的な形で論じ, 今世紀に入って Kelvin がきちんと取扱った不安定性. 一般流の運動エネルギーを食ってじょう乱の運動エネルギーが増加していくタイプの不安定化で Helmholtz の不安定, (鉛直) シア不安定という場合もある. Kleinschmidt のアイデアを発展させた Bjerknes 等のルール (前掲の中島もふれている, 等圧面に沿っての南北の慣性安定度を用いるもの——中島 (1968) p. 361) も, これと関係がある.

4. パロトロピック不安定性

Rayleigh シア不安定性ともいわれ, 水平の一般流速のシアが強くなってある臨界値を越えると, 一般流の運動エネルギーがじょう乱の運動エネルギーに変換されて不安定化するもの. (水平) シア不安定ともいう. 水平運動である.

5. CISK (第2種条件付不安定)

「天気」18巻2号 p. 74 の新語解説参照. 湿潤大気が条件付不安定の状態にあるとき, 局所的に積雲対流が発生して不安定を解消する (第1種条件付不安定) のみならず, これらの積雲対流群がある固有の大きさ (例えば数百 km という) に組織化されて, 集団効果としてその大きさのじょう乱を不安定化させるもの. エネルギー的には, 積雲対流によって放出された凝結熱による内部エネルギーに変換される.

6. Richardson (リチャードソン) 数

通常 R_i と記され, 元来は乱流論で定義されたもの. すなわち

$$R_i = \frac{\text{静的安定度}}{\text{風速鉛直シアの2乗}} = \frac{g \frac{\partial \ln \theta}{\partial z}}{(\partial U / \partial z)^2}$$

で, 乱流が維持されるためには, この値がある値より小さくなければならない, として導かれたもの. この Richardson は, 今世紀初頭に初めて数値予報を試みたあの Richardson で, 余談ながら, 中間規模じょう乱という, 数値予報の進歩のためにも重要なじょう乱の力学に関連して, 重要なパラメーターとなっているのは奇しき因縁と思われる.

7. Rossby (ロスビー) 数

通常 R_o と記され, ナヴィエ・ストークスの運動方程式中の2項の比, すなわち

$$R_o = \frac{\text{移流項 (慣性項, 対流項ともいう)}}{\text{コリオリカカ力}}$$

$$= \frac{U}{fL} = \frac{Ul}{2\pi f}$$

8. Boussinesq (ブシネスク) 近似

浅い流体を考える場合、通常それが静力学的に安定しているとき力学的には非圧縮であるかの如くみなせる。つまり、密度が時間、空間で変る(圧縮性)ということが、流体の力学的な側面からは無視しても大きい誤差は生じないし、取り扱いの対象とする気象現象をあらゆる運動方程式の解は殆んど変らない。そういうとき、流体がいつも非圧縮であるとする近似をいう。従って、ブシネスク近似では連続の方程式が、

$$\text{div}_H \mathbf{V} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

となる。流体の層が厚くなると、こういう近似はもはや許されなくなる。

記号の説明

本文および付録の中の記号はそれぞれ次のものを意味する。

x : 局所直交座標の経度方向の成分。 x^* は無次元

化した x 。

y : 同上の緯度成分。 y^* は y の無次元量。

z : 同上の鉛直成分。 z^* は z の無次元量。

u : 風速の x 成分。 u^* は u の無次元量。

v : 風速の y 成分。 v^* は v の無次元量。

w : 風速の z 成分。 w^* は w の無次元量。

θ : 温位。 θ^* は θ の無次元量。

g : 重力加速度。

σ : 複素数であらわした位相速度。実数部は波速、虚数部は振巾に関係し、正のときは減衰、負のときは発達の方向にきく。本文では無次元量。

k : 経度方向の波数をあらわす。本文では無次元量なので、経度方向のロスビー数と同じ。付録7参照)

λ : 緯度方向の波数をあらわす。同様にして緯度方向のロスビー数と同じ。

l : 波長を L したときの角波数。 $l = 2\pi/L$ 。

i : $\sqrt{-1}$

R_i : リチャードソン数 (付録6参照)

f : コリオリ・パラメーター。 $\beta = \partial f / \partial y$ 。

\mathbf{V} : 風速ベクトル。

div_H : 水平の発散オペレーター

Internatinal Symposium on Dynamics of Ionized Gases

日 時 : 昭和46年9月13日(月)~18日(土)

場 所 : 日本学術会議会館(東京都港区六本木)

オブザーバーの申し込み要領:

1) 連絡先: 東京大学工学部物理工学科

桑原 真二 TEL 03-812-2111 内線 6276

2) 参加費: 東急ホテル(12日)または会場(13日~19日)の Registration desk へ支払う。

参加費(2,000円)