

# 冬期の季節風の吹き出し方向に対して, おおよそ直交する 方向にロール軸をもつ大規模な雪雲

—対流雲の走向についての解析と理論的な検討—\*

八木正允\*\*

## 要旨

季節風の吹き出し方向に対してほぼ直交する方向にロール軸をもつ大規模な雪雲(便宜上Tモードの雲と呼ぶ)について, レーダー, 高層観測, GMSの資料を使って解析し, 理論的な検討をした. 結論は次の通りである.

①. Tモードの雲のロール軸の方向は, 雲底と雲頂間のシャー・ベクトルの方向とよく一致する. つまり, Tモードの雪雲もシャー・ベクトルの方向に対しては, longitudinal modeの雪雲である.

②. Tモードと吹き出しの方向に添うLモードの雲パターンが同じ場所に共存する場合, 雲底から雲の中層までと, 雲底から雲頂までのシャー・ベクトルは, それぞれLモード, Tモードの方向に一致している.

③. Tモードの雪雲は  $C_u-C_b$  ラインの北側にでき易く, その南側にはない. その原因の1つは, 大規模場でみて, 等温線と等高線(温度風ベクトルと地衡風)がほぼ直交している場所(寒気移流場)の中心が  $C_u-C_b$  ラインの北側にあるためである. いま1つは, 寒気移流場内では, 風ベクトルは高さと共に反時計回りに変わるが,  $C_u-C_b$  ライン付近では, 強い非地衡風循環(下層収束, 上層発散)によって, その北側では反時計回りの変化が強められ, 南側では弱められるためと考えられる.

④. Tモードの雪雲の成因については浅井(1972)によって扱われた線型論による対流の数値解とその考察結果で説明できる. 本論文では, この現象の本質を説明する一番簡単なモデルとして, 2層の非圧縮モデルで高さと共に風向風速が変わる場合の解析解を求めた. 対流に対するシャーの抑制効果は波数に無関係に働き, 波数ベクトルとシャー・ベクトルが直交(ロール軸とシャー・ベクトルが一致)するとき零となる.

## 1. はじめに

写真1~3は, 静止気象衛星(以下GMS)“ひまわり”で観測された, 冬季の強い季節風吹き出し時の雲写真である. 日本海の北部および南部では, 季節風の流れに添う方向に筋雲がみられる. 一方日本海の中西部には, 季節風の方向におおよそ直交する方向にロール軸を持つ雪雲が, 大陸の沿岸から日本沿岸にかけてみられ

る. この雲が対流圏下層における季節風の吹き出しの方向におおよそ直交しているようにみえるという意味で, 便宜上, われわれはこの雪雲を以後Tモード(transverse mode)の雪雲と呼ぶことにする.

このTモードの雪雲の構造および成因は, 現在までのところ, まだ明確になっていない. 内田(1979)は, V字型雲パターンと日本海沿岸の大雪との関係を論じた. 彼の論文中の4枚の雲スケッチ図には沿岸の高層観測点の850mbの風と500—850mbのシャー風が記されている. しかし, Tモードの雪雲と風向あるいはシャー・ベクトルとの関係は, 明確ではない.

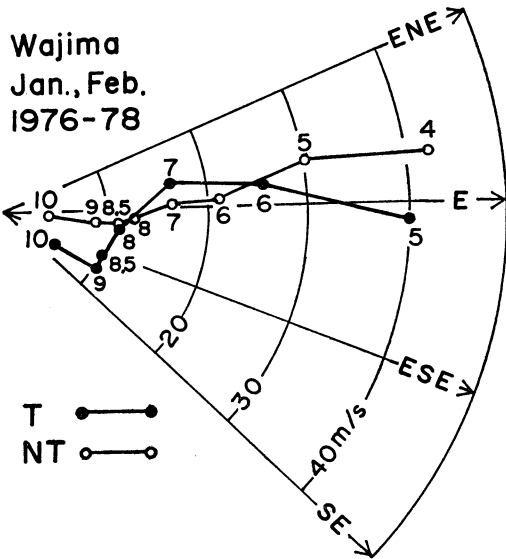
Yagi・Uchiyama(1979)は, 1976~1978年の3冬分の1月と2月の衛星写真から日本海の中西部に大規模なTモードの雪雲が出現した事例37例およびTモードが出現

\* Large scale snow clouds with roll axes roughly perpendicular to the direction of winter monsoon burst: observational studies of convective cloud roll axes and some theoretical consideration.

\*\* Shoin Yagi, 気象研究所予報研究部.

—1984年10月25日受領—

—1985年3月5日受理—



第1図 輪島の高層風の平均 hod グラフ。1976年—1978年の1月と2月で、Tモードの雪雲が出現した37例の平均(T)とTモードの出現直前と消滅直後を合せた18例の平均(NT)、気圧の単位は100 mb (Yagi et al. 1979より引用)

する直前とTモードが消滅した直後を合わせた事例18例に分け、これら2つのケースにつき輪島の高層風の平均の hod グラフを求めた。その結果を第1図に引用した。彼らは、Tモードの雪雲が出現した場合、900 から 700 mb のシャー・ベクトルがTモードのロール軸の方向によく一致していること、およびこの事実は Asai (1972) の線型論による数値解とその考察結果によって説明されることを示した。しかし Yagi et al. (1979) の示したものは統計的な結果であって、個々の事例について解析したものではない。

一方、対流理論の方面では、Kuo (1963) は、風向が一定で風速のみが高さと共に線型的に増大する一般場では、ロンジチューディナル・モードの雲が発達しやすいことを理論的に示した。Asai (1972) は、この問題を高さと共に風向も変わる場合に拡張し、線型論の範囲内で数値解を求めて理論的考察を行ない、もっとも発達しやすい対流のロール軸はシャー・ベクトルの方向に一致することを示した。

さて、日本海上のTモードの雪雲の例では、場合によってはロンジチューディナル・モード(Lモード)と重なって見ることがある。また通常、対流雲の上面には

逆転層または安定層がある。八木・相原 (1982, 1983) は、これらの事実等を考慮して、次のような基本場を与えて線型論の範囲で数値解を求めた。温度成層として中層に逆転層を、それより下層は弱い不安定層を与えた。風速の分布は変曲点を中層の逆転層内にもつ tanh 型の分布を基本に、下層だけは弱い線型シャーをもつように変えた場合や、さらに下層に主風向に直角な風成分が加わった場合を考えた。彼らの結果では、2つの最も発達しやすい波がある。1つは、対流によって変形されたシャー重力波である。これは波長約 9 km のトランスバース・モードの波で、逆転層にかなり捕捉された波である。いま1つは、対流モードの波でロンジチューディナル・モード(Lモード)の波である。しかし、彼らの理論的な考察が日本海のTモードの雪雲の成因であるという観測事実からの裏付けは、いまのところ乏しい。

さて、この論文では、まずTモードの雪雲の成因を調べるための解析を行い、さらにその結果にもとづいて、Tモードの成因についての理論的考察を行う。解析では、これまでの事例解析ではあまり注意が払われていなかった次の3点に留意して解析を行った。①. 雪雲の雲底、雲頂を推定すること。②. 指定気圧面の風のほか、風の特異点の資料も使うこと。③. 海上での観測例も使うこと。

以下、2章では、4つの異なった日時の事例解析の結果を示す。3章では、この現象を説明する一番簡単なモデルとして、2層の非圧縮モデルで、風向風速が高さと共に変わる場合(ただし、 $u, v$ は高さと共に線型的に変化)を考えて解析解を求めた。簡単な方法で、しかも解析解が求まるという意味で意義があると考えられる。解析解からシャーの抑制効果に関連するいくつかの知見が得られる。4章では、これら解析結果のまとめと理論的な考察を示す。

## 2. 事例解析とその結果

### 2.1. 事例解析の日時の選択

この論文では、4つの事例解析の結果を示す。1978年2月2日 06 Z と 12 Z, 1980年2月6日 06 Z, および1976年11月27日 00 Z の例である。

初めの2つは、みごとなTモードの雪雲が出現しているという理由から選択した。3つ目は、GMS のマルチセグメント特別観測があり、約7分間隔で雲の移動を追跡できる可能性があるという理由で選択した。これら3つの事例では、レーダーと高層資料に関しては、日本海沿

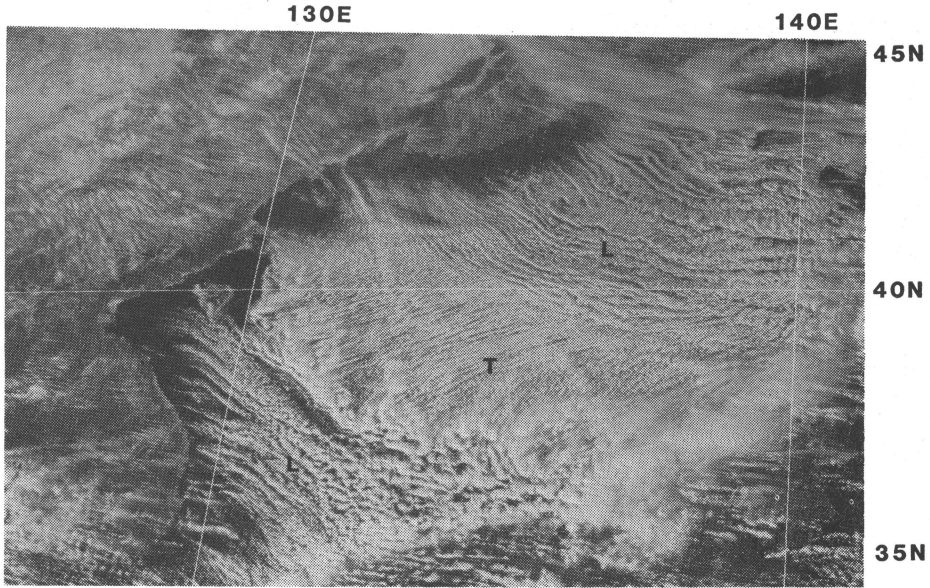


写真1 GMS 写真(可視), 1978年2月2日 06 Z.

岸の観測所のものに限られる。4つ目のものは、日本海上のレーダーと高層観測資料を使って検討するために選んだ。厳冬期における海上での適当な観測資料がなかったので、初冬に行われて“しぐれの特別観測”(1976年, 1977年, 大阪管区气象台, 舞鶴海洋气象台実施)の資料を使用することにした。

以下では、初めの3例をまとめて解析し、次に海上の例を解析することにする。

## 2.2. GMS 資料の解析結果

写真1~3は、GMS で観測された冬季の強い季節風の吹き出し時の雲の写真である。はじめの2枚は1978年2月2日 06 Z と 12 Z のもの、残りの1枚は1980年2月6日 04:44 Z のものである。

これらの写真に共通した特徴は、①. 日本海の北部および南部では季節風の流れに添う方向にLモードのいわゆる筋雲がある。②. 一方、日本海の中西部には(朝鮮半島北部の山岳系の後面付近から日本海沿岸にかけて)、Tモードの雪雲がみられる。③. Tモードの雪雲の南西端には、他に較べて対流活動のより活発なLモードの $C_u-C_b$ ラインがある。その出発点は朝鮮半島北部の山岳系の北東端となっている。

さて、1980年2月6日のGMS特別観測の資料を使って、これらの雲の動きと雲頂高度を求めたものを、第2図と3図に示す(写真3に対応)。特別観測では、北緯

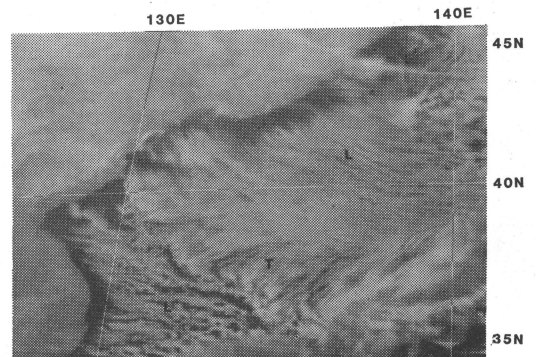


写真2 GMS 写真(赤外), 1978年2月2日 12 Z.

50度から30度までの範囲の観測を、04:23 Z から 04:58 Z までの間、7分間隔で6回繰り返し行っている。

第2図は、衛星資料解析装置(井沢, 中沢, 1980)を使って雪雲の速度ベクトルを求めたものである。すなわち、GMSの観測オリジナル・データからの画素情報を直接ブラウン管上に画像表示して、ループ解析したものである。日本および大陸沿岸の特徴ある地形(岬や山頂)のうちよく見えているものを使って、位置座標の補正を行った。

また、第3図の雲頂高度分布は、GMSから得られた雲頂温度を気圧高度(mb)に変換して表示してある。変

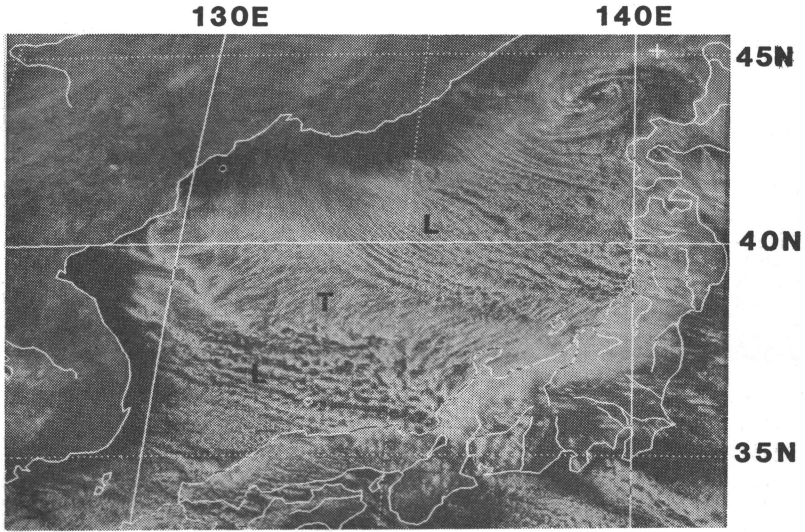
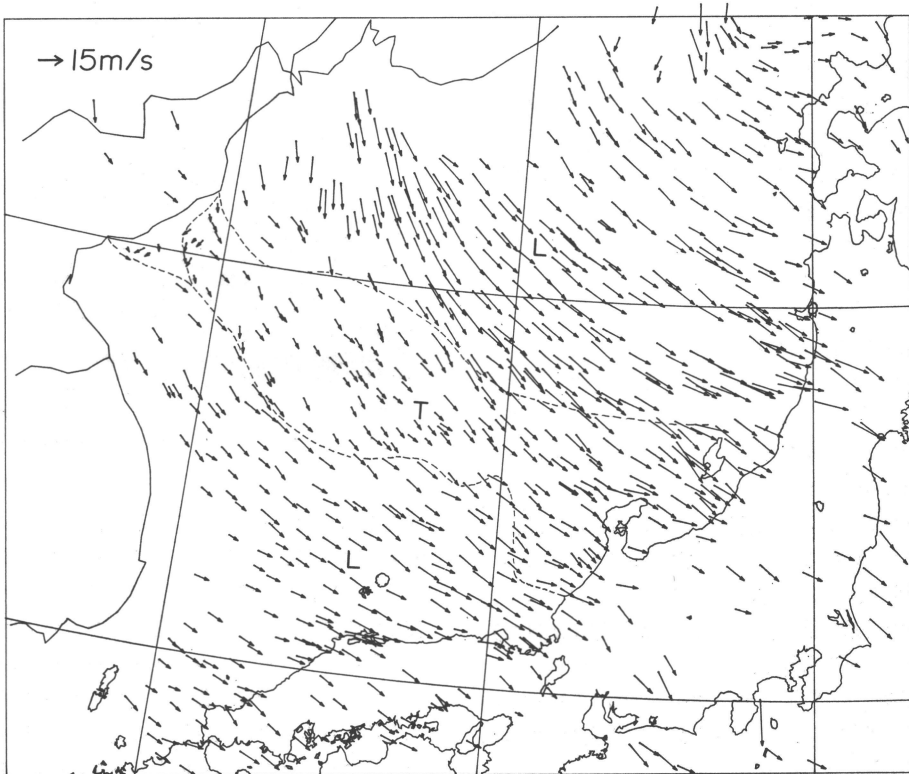
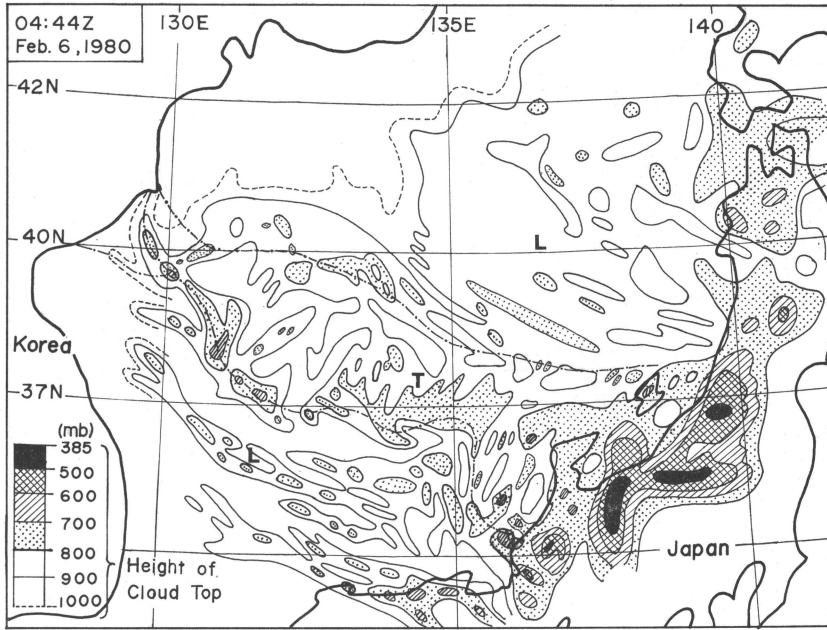


写真3 GMS 写真(可視), 1980年2月6日 04:44 Z.



第2図 GMS からみた雲の速度ベクトル, 1980年2月6日 04:23 Z から 04:44 Z までの平均速度ベクトル, 破線内は主にTモードの雲の領域.



第3図 雲頂高度分布, 1980年2月6日04:44Z, 高度の単位は mb.

換には、当日の 00 Z と 12 Z の気圧面高度と気温の客観解析値（アジア地区範囲）を時間、空間的に内挿したものを使った。

第2図と3図の特徴は次の通りである。

①. Lモードの筋雲と  $C_u-C_b$  ライン、およびTモードの雲のいずれの速度ベクトルも、季節風の吹き出しの方向に一致している。地上、850 mb（第5図）、700 mbの天気図のうちでは850 mb面の風または等高線の方向にはほぼ一致する。

②. Tモードの雲の速度ベクトルはその両側のLモードの雲のそれよりも小さい。たとえば、輪島から北西約200 km 沖の点を通る北東から南西の線上のそれぞれのモードの雲の平均的な速度は、北側のLモード雲域で約15 m/sec. 南側のLモード雲域で約13 m/secであるが、Tモード域では約10 m/secである。

③. 特に  $C_u-C_b$  ラインは水平シャー極大域に一致している。

④. 雲頂高度は  $C_u-C_b$  ラインのところでも最も高く、海上でも多くは800~700 mb、ところどころで700~600 mbに達している。

⑤.  $C_u-C_b$  ラインのところを除けば、全般的にみてLモードの筋雲よりTモードの雲の高度が高く、特に日本海中央部から日本沿岸部にかけては800 mb~700 mbに

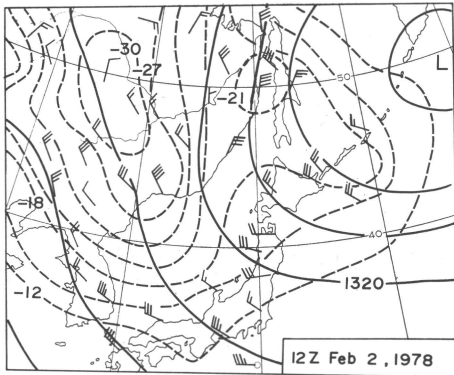
達している。

### 2.3. 850 mb 天気図の特徴

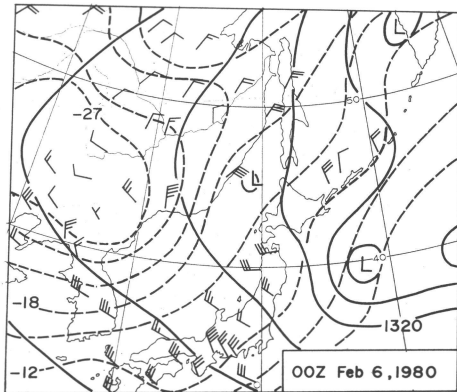
第4図は、写真1と2の観測時刻に一番近い1978年2月2日12Zの850 mbの天気図である。また、第5図は、写真3の観測時刻に一番近い1980年2月6日00Zの850 mbの天気図である。

それらの特徴は、次の通りである。

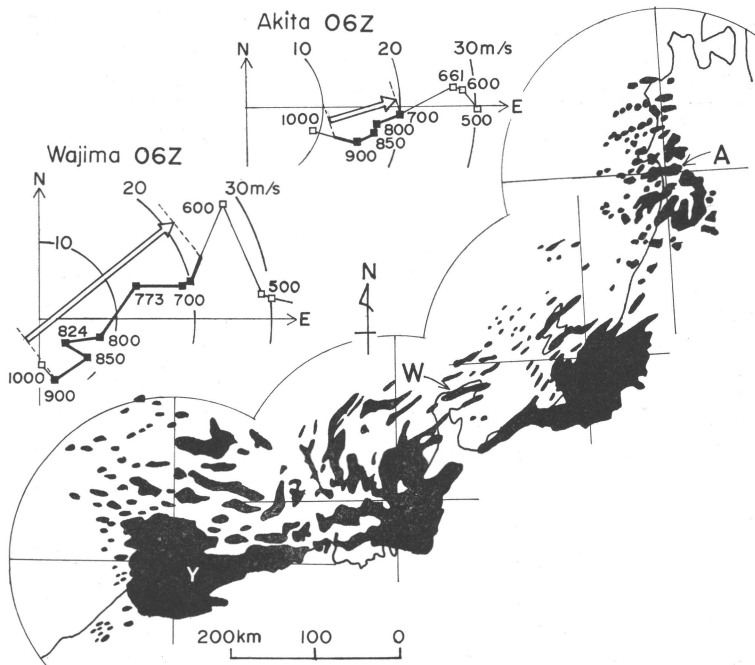
①. 千島列島沿いに強い低圧部があり、大陸沿岸から北陸沿岸にかけては、その南西象限にあたっており、北西~西北西の風となっている。②. 大陸では沿岸に近い位置に強い寒気があり、温度傾度の一番大きい部分は北朝鮮半島の山岳系を越えて日本海側に存在する。③. 日本海中央部では、等温線と等高線はおおよそ直交している。すなわち、温度風ベクトルは地衡風におおよそ直交している。したがって、日本海中央部では強い寒気移流になっており、強い対流活動が期待される。また、850 mbを越えてもっと上空まで達する雲があれば季節風の方向におおよそ直交するような雪雲（温度風ベクトルに沿う雪雲）が期待される。事実、2.2.節で、第3図と4図の特徴⑤として述べたとおり、Tモードの雲の領域では雲頂高度が800 mbを越える場合が目立つ。なお、850 mbより下層の高層天気図がないので、850 mbより下層でも温度風ベクトルと地衡風がおおよそ直交して



第4図 850 mb 天気図. 1978年2月2日12Z.  
実線は等高度線 (60m 毎), 破線は等  
温線 (3°C 毎)



第5図 850 mb 天気図. 1980年2月6日00Z.  
他は第4図に同じ.



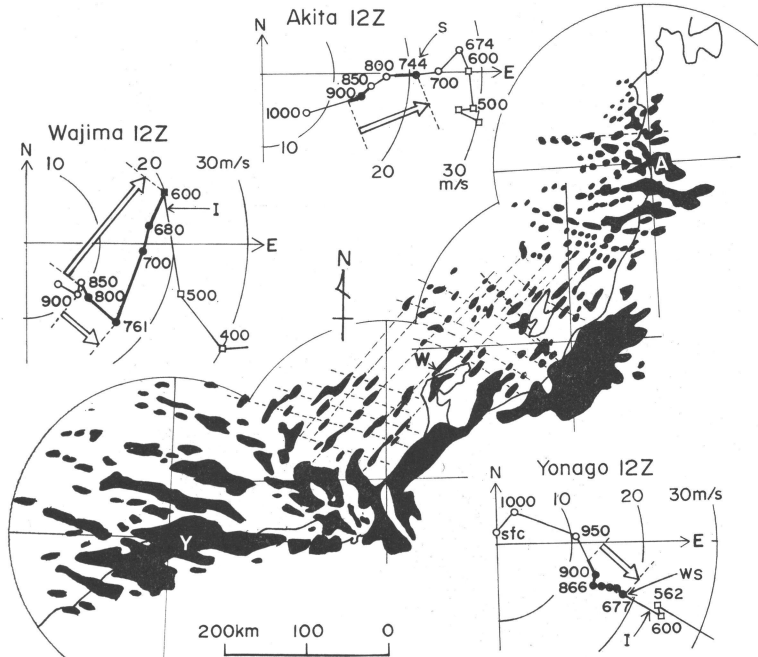
第6図 レーダ・エコー合成図とシヤー・ホドグラフ. 1978年2月2日06Z.  
A, W, Y は秋田, 輪島, 米子の位置を示す. 米子の高層風は欠測  
(第7図の21時のものを参照のこと), ホドグラフ中の気圧の単位は  
mb, 太実線と■印は湿度85%以上と推定される層, 矢印はその間の  
平均のシヤー・ベクトル, 細実線と□印は湿度85%以下と推定され  
る層.

いるかどうかは、不明である。

これら①～③の特徴は、強い季節風の吹き出し時の典  
型的な特徴である。

#### 2.4. 沿岸のレーダと高層観測の資料の解析結果

1978年2月2日06Zと12Z, および1980年2月6日  
06Zにおける, 秋田, 新潟, 福井および松江のレーダー・



第7図 レーダ・エコー合成図とシャー・ホドグラフ. 1978年2月2日 12Z. ホドグラフ中の太実線と●はこの時刻の実測で湿度が85%以上の層, ○印は85%以下. I, S, WS は, 逆転層, 安定層, 弱い安定層の位置を表す. 他の記号は第6図に同じ.

スケッチ図を合成したものを第6図, 7図, 8図に示す(1980年2月6日 06Z は松江レーダーは欠測). 時間的には, 第6図, 7図は写真1, 2に対応し, 第8図は写真3の約1時間後に対応する.

これらの合成図の中には, 秋田, 輪島, 米子の高層風のホドグラフを記入してある. その時間の高層観測が欠測の場合は, 一番近い時間のものを記入してある. さらにホドグラフの中には, 雲がどの高さまであるかの目安として, 次の2つの識別が記入されている. 1つは, 湿度85%以上であるかどうかの区別, 他の1つは安定層および逆転層の表示である. なお, 06Z の観測は風のみであって, 温度, 湿度の観測はないので, 00Z と 12Z の値から推定した.

これらの2つの識別を考慮すると, 雲が存在している可能性のもっとも強い高度は, ホドグラフ中の太実線で示された部分である. その間の鉛直シャー・ベクトルを矢印で示してある.

これらの図にみられる重要な特徴は, 次の2点である.

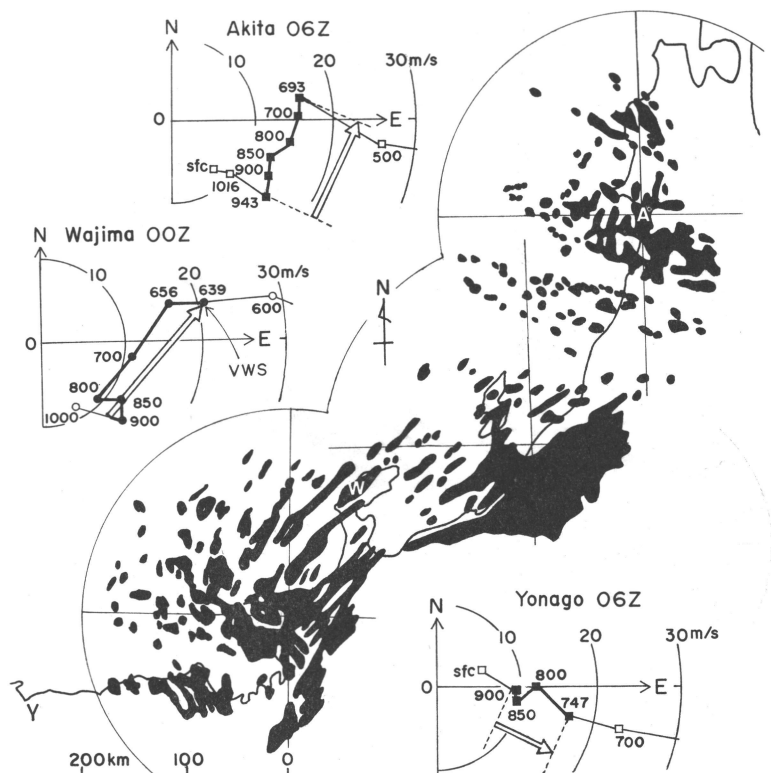
- ①. 季節風と同じ走向をもつ雲域でも, また季節風に

おおよそ直交する雲域でも, 雲の走向はシャー・ベクトルの方向とよく一致している.(第8図では, 北陸沿岸だけでなく秋田付近にもTモードの雲があることに注意)

②. 第7図で, 佐渡島沖から能登半島, 越前海岸沖にあるエコーは, 季節風におおよそ直交するモードと季節風とほぼ同じ走向をもつモードとを同時にもっている. 輪島のホドグラフでは, 850 mb~761 mb までの鉛直シャー・ベクトルは季節風の平均的な方向に一致している. 761 mb より上空では急速に風向を変えており 850 mb から 600 mb までの鉛直シャー・ベクトルは季節風の平均的な方向とほぼ直交している.

さて, 第9図は1978年2月2日 12Z の日本海沿岸の高層断面図である. 写真1と2や第6図と7図に時間的に一番近いものである. また, 第10図は1980年2月6日 00Z の高層断面図であって, 写真3や第8図に一番近いものである. これらの図に共通な特徴は次の2点である.

- ①. 北陸地方では, 寒冷渦の逆転層が対流圏中層にある. 飽差 2°C 以内の領域はほぼこの逆転層下面まで達しており, 雲もほぼ逆転層下面近くまで達していると考え



第8図 レーダ・エコー合成図とシャー・ホドグラフ (1980年2月6日06Z, ただし、輪島の06Zの高層風は欠測のため00Zのものを示す. また、松江レーダは欠測. 他の記号は第6, 7図に同じ.)

えられる。

②. 荒っぽい見積もりであるが、輪島と米子間の対流圏下層の一般流（風向295度）の方向の発散成分は零と仮定して、一般流に対して法線方向の発散成分を求めると750 mb付近を境に下層では収束、上層では発散になっており、そのオーダーは $10^{-5}\text{sec}^{-1}$ である（図中で□に囲まれた数値）。なお、福岡と米子間、および輪島と秋田間で行った同様の計算では、下層の収束はない。これら下層収束上層発散は、 $C_u-C_b$ ラインではげしい対流活動の存在が少なくともその一因になっていると思われる。

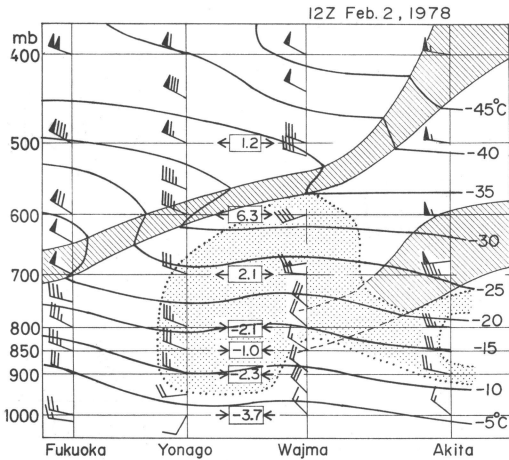
## 2.5. 海上観測資料の解析結果

写真4は、軌道衛星NOAA 5の1976年11月27日00Zの可視写真である。雲パターンは、晩秋から初冬にかけて、日本海側でみられる典型的なしぐれ時のパターンの1つである。厳冬期の帯状収束雲と同じものが見られる。第11図は同日00Zの850 mbの天気図である。第

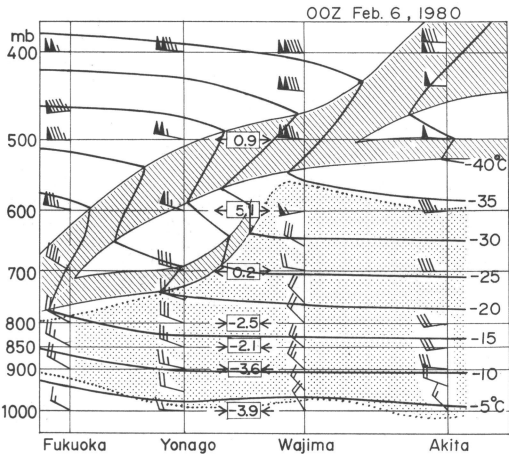
4図や5図で示した例と比べると、低気圧の位置が宗谷海峡付近にあるという以外は、2.3.節で述べた特徴の①、②、③と同じ様子をしている。この時、観測船“啓風丸”が北緯37度41分東経134度37分の位置で、しぐれの特別観測を行っていた。

第12図は、同日00Z、啓風丸で観測されたエマグラムである。700 mb面の安定層の下面があり940 mbから680 mbまでは相対湿度85%以上となっている。したがって、雲の存在している可能性の大きい層は、約940 mbから700 mbまでの間と考えてよいであろう。第13図は、同日00Zと前日23Zの啓風丸のレーダー・エコー図である。おもにTモードのエコーがみられ、観測点から約100 km南方にはLモードのエコーもみられる。それらは衛星写真4とほぼ対応している。第14図は、同日00Zのシャー・ホドグラフである。図中には、940 mbから700 mb間のシャー・ベクトルが示されており、それは、Tモードのエコーや雲の走向とよく一致してい





第9図 日本沿岸の高層断面図. 1978年2月2日12Z. 太実線は等温線を, 斜線域は逆転層を, 点々で覆われた領域は飽差  $2^{\circ}\text{C}$  以内のところを表す. 米子と輪島間の  $\square$  の中の数字は発散量 ( $10^{-5}\text{sec}^{-1}$  単位) で, 付加した矢印の向きは収束, 発散を表す.



第10図 日本沿岸の高層断面図. 1980年2月6日00Z. 他は図9に同じ.

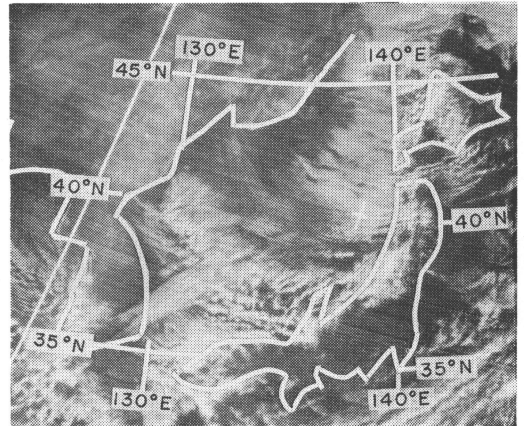
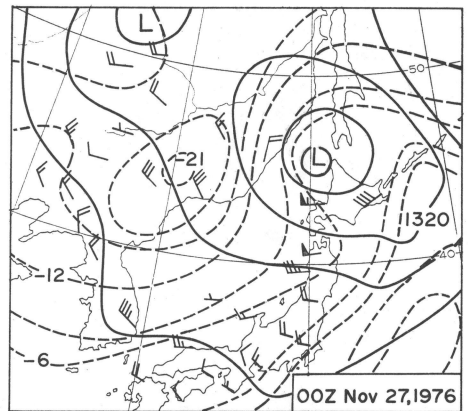


写真4. 軌道衛星 NOAA 5号の可視写真. 1976年11月27日00Z. 観測船の位置は北緯37度41分, 東経134度37分.



第11図 850 mb 天気図. 1976年11月27日00Z. 他は第4図に同じ.

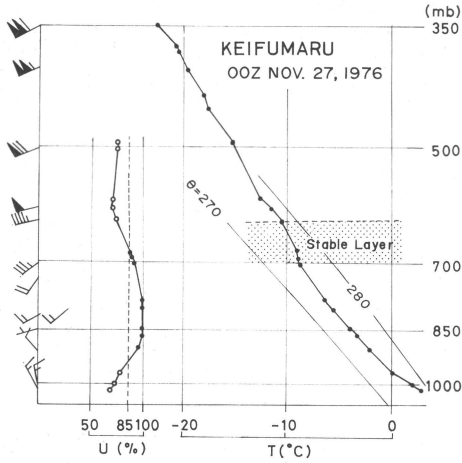
る.

### 3. 風向と風速が高さとともに変わる場合 (ただし $u, v$ は高さとともに線型的に変化する場合) の2層非圧縮モデルによる解析解

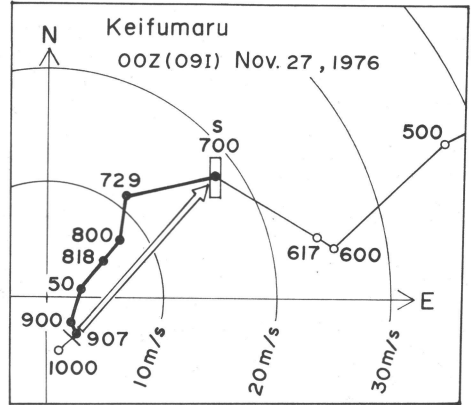
前章で解析した雲の走向と一般場との関係を説明する一番簡単なモデルを考える. ここでは, おもに対流雲の

走向を問題にし, その水平波長に関しては, 波長の小さいほうが大きいほうよりも発達しやすいという程度の解で満足しよう. 風向と風速は高さとともに変わるけれども,  $u, v$  はそれぞれ高さと共に線型に変化する場合 (第15図) を想定する. このように設定すれば, 現象の本質を失うことなく, 2層の非圧縮モデルを使って, 解析解を求めることができる.

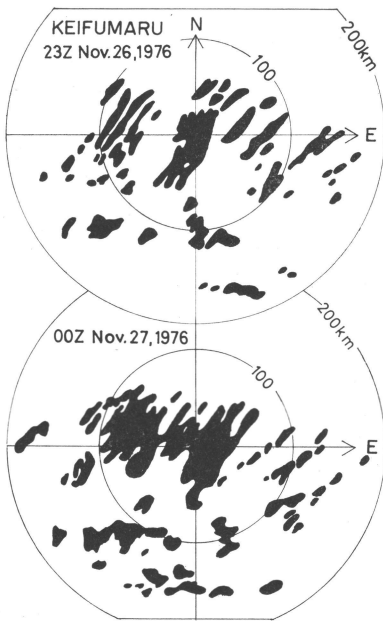
2層モデル (第16図) において, 下の層を第1層, 上の層を第2層とする. 2つの層の平均境界面は  $z=0$  に, 地面は  $z=-h$  に, 安定層の下面は  $z=h$  にある. 以下で, それぞれの層の量を区別するとき, 添字 1, 2 を付ける. また特に断わらないかぎり, 方程式中の英文



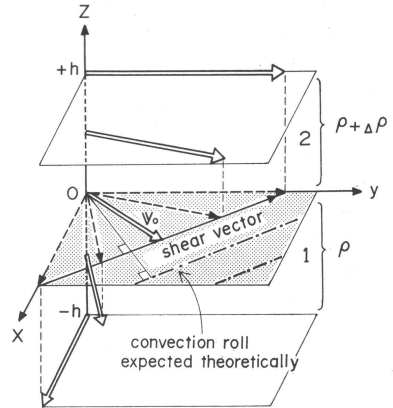
第12図 観測船啓風丸 (N37°41', E134°37') のエマグラム. 1976年11月27日 00 Z.



第14図 啓風丸のシャー・ホドグラフ. 1976年11月27日 00 Z. 記号等は第6, 7図に同じ.



第13図 啓風丸のレーダー・エコー図. 1976年11月26日 23 Z と 27日 00 Z.



第15図 非圧縮2層モデル. 高さとともに風向と風速が変化, ただし  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$  は線形的に変化.

字, 演算記号は慣習に従うものとする. 線型化した方程式は, 第1層と第2層において次の通りである ( $'$  の量は摂動量, 一の量は基本場の量で  $z$  だけに依存).

$$\frac{Du'}{Dt} = -w' \frac{d\bar{u}}{dz} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{Dv'}{Dt} = -w' \frac{d\bar{v}}{dz} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} \quad (2)$$

$$\frac{Dw'}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} \quad (3)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

ここに,

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla, \quad \nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j},$$

$$\bar{\mathbf{V}} = \bar{u} \mathbf{i} + \bar{v} \mathbf{j}$$

解として, 次の形を仮定する.

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \\ p' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U(z) \\ V(z) \\ W(z) \\ P(z) \end{pmatrix} \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \sigma t)) \quad (5)$$

ここに、

$$\mathbf{k} = k_x \mathbf{i} + k_y \mathbf{j} \quad (\text{波数ベクトル}), \quad |\mathbf{k}| = k = k_x^2 + k_y^2,$$

$$\mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j}, \quad \sigma = \sigma_r + i\sigma_i \quad (\text{複素振動数}),$$

式(1), (2), (4)に解(5)を代入し,  $U, V$ を消去すれば,  $P, W$ の関係式として次式を得る.

$$i\omega \frac{dW}{dz} = -iW \left( \mathbf{k} \cdot \frac{d\bar{\mathbf{V}}}{dz} \right) + \frac{1}{\rho} k^2 P \quad (6)$$

ここに,  $\omega = \sigma - \mathbf{k} \cdot \bar{\mathbf{V}}$  (複素ドプラー振動数). 式(3)に解(5)を代入したものと式(6)から $P$ を消去すれば, 鉛直構造の式として次式を得る.

$$\frac{d^2 W}{dz^2} - \left[ \frac{-\mathbf{k} \cdot \frac{d^2 \bar{\mathbf{V}}}{dz^2}}{\omega} + k^2 \right] W = 0 \quad (7)$$

このモデルの場合,  $\frac{d^2 \bar{\mathbf{V}}}{dz^2} = 0$  であるから,

$$\frac{d^2 W}{dz^2} - k^2 W = 0 \quad (8)$$

第1層と第2層間の連結条件として, 運動学的境界条件は,

$$W_1(0) = W_2(0) \quad (9)$$

$$W_1(h) = W_2(-h) = 0 \quad (10)$$

また力学的境界条件は,  $z=0$  で  $p_{T1} = p_{T2}$  ( $p_{T1}, p_{T2}$  は全圧) であるが, (9)と同程度の近似の範囲で (Gossard and Hooke, 1975),

$$\left[ \frac{Dp'}{Dt} + w' \frac{d\bar{p}}{dz} \right]_1 = \left[ \frac{Dp'}{Dt} + w' \frac{d\bar{p}}{dz} \right]_2 \quad (11)$$

式(11)に解(5)を代入し, 式(6)と静力学の式を使って  $W$  の形にまとめると,

$$\left[ \rho \left\{ \frac{\omega}{k^2} \left( \mathbf{k} \cdot \frac{d\bar{\mathbf{V}}}{dz} + \omega \frac{d}{dz} \right) - g \right\} W \right]_1 = \left[ \rho \left\{ \frac{\omega}{k^2} \left( \mathbf{k} \cdot \frac{d\bar{\mathbf{V}}}{dz} + \omega \frac{d}{dz} \right) - g \right\} W \right]_2 \quad (12)$$

さて, 運動学的境界条件(9), (10)を考慮すると, 式(8)を満足する  $W(z)$  の形として,

$$W_1(z) = A \{ -\varepsilon \exp(-kz) + \exp(kz) \} \quad (13)$$

$$W_2(z) = B \{ \exp(-kz) - \varepsilon \exp(kz) \} \quad (14)$$

ここに,  $\varepsilon = \exp(-2kh) > 0$  であって, 鉛直の厚さが有限であるために生ずる項である ( $h \rightarrow \infty$  のとき  $\varepsilon \rightarrow 0$ ).  $h = 1 \sim 2 \text{ km}$ , じょう乱の波長  $L$  を約  $10 \text{ km}$  とすると,  $\varepsilon = 0.39 \sim 0.08$  である. 解(13), (14)を力学的境界条件(12)に代入して, 式(9)を使えば,  $\omega_0 = \sigma - \mathbf{k} \cdot \bar{\mathbf{V}}_0$  についての次の2次式を得る ( $\bar{\mathbf{V}}_0$  は  $z=0$  面での一般流).

$$\frac{1}{k} \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} \left( 2 + \frac{D\rho}{\rho} \right) \omega_0^2 - \frac{1}{k^2} \frac{D\rho}{\rho} \left( \mathbf{k} \cdot \frac{d\bar{\mathbf{V}}}{dz} \right) \omega_0 + \frac{D\rho}{\rho} g = 0 \quad (15)$$

ここに,  $\rho = \rho_1, D\rho = \rho_2 - \rho_1$ .  $\omega_0^2$  にかかる2つの項の大小は,  $2 \gg \left| \frac{D\rho}{\rho} \right|$  であるから,

$$\omega_0^2 - \frac{1}{2k} \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \frac{D\rho}{\rho} \left( \mathbf{k} \cdot \frac{d\bar{\mathbf{V}}}{dz} \right) \omega_0 + \frac{1}{2} \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \frac{D\rho}{\rho} kg = 0 \quad (16)$$

式(16)を  $\omega_0$  について解き,  $\sigma$  を求めれば,

$$\sigma = \mathbf{k} \cdot \bar{\mathbf{V}}_0 + \frac{1}{4k} \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \frac{D\rho}{\rho} \left( \mathbf{k} \cdot \frac{d\bar{\mathbf{V}}}{dz} \right) \pm \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{\frac{1}{8k^2} \left( \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \right)^2 \left( \frac{D\rho}{\rho} \right)^2 \left( \mathbf{k} \cdot \frac{d\bar{\mathbf{V}}}{dz} \right)^2 - \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \frac{D\rho}{\rho} kg} \quad (17)$$

$\sigma$  の虚数部分がじょう乱の発達率を表す. 式(17)の根号の中の第1項はシャワー効果を, 第2項は密度成層効果を表す. 根号の中の正負を考慮して, 次のことがわかる.

①. 安定な密度成層 ( $D\rho < 0$ ) の時は, 不安定波はない (式(17)の根号の中は常に正).

②. 不安定な密度成層 ( $D\rho > 0$ ) の時は, 成層が不安定なほど, 波数が大きいほど対流が発達しやすい.

③. シャワーの効果は常に対流を抑制する方向に働く. シャワーによる抑制効果は, シャワーが強いほど成層が不安定なほど大きく, また, 波数の大きさそのものには無関係であって, シャワー・ベクトルに対する波数ベクトルの方向に関する. 波数ベクトルとシャワー・ベクトルの方向が直交 ( $\mathbf{k} \cdot \frac{d\bar{\mathbf{V}}}{dz} = 0$ , すなわちシャワー・ベクトルの方向と対流のロール軸の方向が一致) すると抑制効果はなくなると, 対流はもっとも発達しやすくなる.

④. 対流のロール軸方向とシャワー・ベクトルの方向が一致する場合の群速度  $C_g$ , および波数ベクトル方向の位相速度  $C_k$  は,

$$C_g = \frac{\partial \sigma_r}{\partial \mathbf{k}} = \bar{\mathbf{V}}_0 \quad (\text{不安定面における一般流の速度})$$

$$C_k = \frac{\mathbf{k} \cdot \bar{\mathbf{V}}_0}{k} \quad (|C_k| \leq |\bar{\mathbf{V}}_0|)$$

さて, 第16図のモデルを,  $\bar{\mathbf{V}}_0$  で移動する座標系からみる. 形式上  $\frac{d\bar{\mathbf{V}}_0}{dz} = 0$  と書けることを考慮すれば, この

時のドブラー・シフト複素振動数  $\omega_0$  は、

$$\omega_0 = + \frac{1}{4k} \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \frac{\Delta\rho}{\rho} \left\{ \mathbf{k} \cdot \frac{d(\bar{\mathbf{V}} - \mathbf{V}_0)}{dz} \right\} \\ \pm \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{\frac{1}{8k^2} \left( \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \right)^2 \left( \frac{\Delta\rho}{\rho} \right)^2 \left\{ \mathbf{k} \cdot \frac{d(\bar{\mathbf{V}} - \mathbf{V}_0)}{dz} \right\}^2} \\ - \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \frac{\Delta\rho}{\rho} kg$$

したがって、 $\mathbf{V}_0$  で移動する座標系からみれば、これまで議論してきた問題は、その風向が高さによらずに一定方向 ( $\mathbf{V} - \mathbf{V}_0$  の方向) で、風速のみが高さとともに線型的に変わる場合の問題に帰着する。

#### 4. まとめと理論的な検討

解析の結果は次のようにまとめられる。

①. 強い季節風の吹き出し時に朝鮮半島北部の山岳の風下から北陸沿岸にかけて、しばしば大規模なTモードの雪雲がみられる。Tモードの雲もほかのLモードの雲と同じく、対流圏下層(約850 mb)の平均的な吹き出しの方向に動いている。Tモード域の雲の速さは、その南と北にあるLモードの雲よりも遅い。Tモードの雲の雲頂高度は、その南端にある  $C_u-C_b$  ラインよりは低いが、そのほかのLモードの筋雲よりはいくらか高く、その気圧高度は海上では800~700 mbである。(第2, 3図)

②. 日本海中央部は、Tモードの出現している領域を中心に、強い寒気移流の場になっており、850 mbの温度風ベクトルは地衡風におおよそ直交している。(第5, 6図)

③. 雲の存在している可能性の大きい層の鉛直シャー・ベクトルは、Tモードの雲の領域でも、Lモードの雲の領域でも、それぞれの雲の走向によく一致する。(第6, 7, 8, 13, 14図)

④. TとLの両モードが同一場所に共存する場合、雲底から雲の中層までのシャー・ベクトルはLモードの雲の走向にはほぼ一致し、雲底から雲頂間のシャー・ベクトルはTモードの雲の走向に一致している。(第7図)

⑤.  $C_u-C_b$  ラインのところ、激しい対流活動による下層収束、上層発散がある。(第9, 10図,  $C_u-C_b$  ラインについて解析は別論文として「天気」に投稿中)

さて、以上の解析結果のまとめと、前章の理論モデル等から、Tモードの雪雲の成因について、次のような考察と結論を得る。

①. この論文では1章で、Tモードの定義として、便宜上、季節風の吹き出し方向におおよそ直交するロール

軸をもつ雲と定義した。しかし、解析の結果によると、もし雲底から雲頂までの鉛直シャー・ベクトルを考えれば、Tモードであれ、Lモードであれ、ロール軸の方向はシャー・ベクトルの方向に一致し、いずれも鉛直シャー・ベクトルに対して、ロンジチューディナル・モードの雪雲が卓越している。

②. このことは、Asai (1972) が線型論の範囲内で扱った、高さと共に風向が変わる場合の対流モードの数値解およびその考察結果と一致する。また、前章で筆者の提案した単純化したモデルで得た解析解とも一致する。すなわち、前章で求めた解析解では、シャーは常に対流を抑制する方向に働くが、抑制効果そのものは波数の大きさ  $k$  とは無関係で、波数ベクトル  $\mathbf{k}$  と鉛直シャー・ベクトルが直交するとき抑制効果はなくなり、対流は最も発達する。また、その時の群速度は不安定面での一般流の速度  $\bar{\mathbf{V}}_0$  と一致する。 $\bar{\mathbf{V}}_0$  は必ずしも波数ベクトルの方向とは一致しない。また、波数ベクトル  $\mathbf{k}$  方向の位相速度は  $\mathbf{k} \cdot \bar{\mathbf{V}}_0 / k$  で、一般には  $\bar{\mathbf{V}}_0$  よりも遅い。

③. TモードとLモードが同一場所に共存する場合の鉛直シャー・ベクトルの特徴は、この章の解析結果のまとめ④で述べた通りである。そのような場合は、少なくとも線型理論の範囲内では、それぞれのモードが同時に出現し得る。

④.  $C_u-C_b$  ラインの北側ではTモードが出現しているが、 $C_u-C_b$  ラインのすぐ南側では出現しない。その理由として、次の2つが考えられる。i) 第4, 5, 11図でみられるように、大規模場の特徴として、 $C_u-C_b$  ラインの北側のほうが南側より強い寒気移流の場になっており、ここでは、温度風ベクトルは地衡風におおよそ直交している。従って、 $C_u-C_b$  ラインの北側でTモードの雲ができやすい。ii) この章のまとめ⑤で述べたように、 $C_u-C_b$  ライン付近では活発な対流活動に伴う非地衡風循環がある。 $C_u-C_b$  ラインの北側では、下層で南向き上層で北向きの非地衡風循環が考えられ、その南側では、逆に下層で北向き上層で南向きの非地衡風循環が考えられる。一般に寒気移流場内では、風ベクトルは高さと共に反時計回りにかわるが、この非地衡風循環が  $C_u-C_b$  ラインの北側では、風の反時計回りの回転を強める方向に、その南側では反時計回りの回転を弱める方向に働く。このため、 $C_u-C_b$  ラインのすぐ北側でTモードがもっとも出現しやすく、そのすぐ南側では出現しないものと考えられる。

最後に、八木・相原 (1982, 1983) が理論的に考察し

たような原因では、Tモードは起こり得ないのであろうか。彼らが線型論の範囲で、対流とシャー重力波の両方を同時に扱って議論したときの一般場のプロファイルの原型は、ここで扱った1980年2月6日00Z時の輪島の高層資料であった(第10図参照)。しかし、ここで扱った海上の資料等からみれば、Tモードの雪雲の第1原因としての可能性はない。

### 謝 辞

気象衛星資料集取にあたって、大阪管区気象台 山田隆之氏 および 気象衛星センター 元木敏博氏と安部勝宏氏にお世話になりました。また、気象衛星資料解析装置の使用にあたって、気象研究所 中沢哲夫氏にお世話になりました。

上智大学 斎藤直輔教授、気象庁の 内田英治博士と海洋気象部 荒川正一博士および 気象研究所の 相原正彦博士には、いろいろと議論をして頂きました。また、気象研究所 丸山健人博士と 藤田敏夫博士、気象衛星センターの加藤政勝氏には原稿の通読をお願いし、御意見をいただきました。これらの方々に感謝いたします。

### 文 献

- Asai, T., 1972: Thermal instability of a shear flow turning the direction with height, *J.M.S.J.*, 50, 526-532.
- Gossard, E.E. and W.H. Hooke, 1975: *Wave in the atmosphere*, 131-132, Elsevier Company.
- 井沢龍夫, 中沢哲夫, 1980: 衛星資料解析装置(ASDAS)を用いた画像処理, 日本気象学会, 1980年度秋季大会講演予稿集, 242.
- Kuo, H.L., 1963: Perturbations of plane Couette flow in stratified fluid and origin of cloud streets, *Phys. Fluids*, 6, 195-211.
- Yagi, S. and T. Uchiyama, 1979: Analysis of large-scale cloud pattern with transverse mode and consideration on mechanism of its formation. Extended Abstract, Tech. Conf. C.A.W.P.A., Guangzhou 15-20, Dec. 1980, 57-60.
- 八木正允, 相原正彦, 1983: トランスバース・モードの雪雲の不安定理論, 気象研究所研究報告書, 昭和57年度, 171-177.
- 内田英治, 1979: V字型の雪パターンと日本海沿岸の大雪, 天気, 26, 25-36.

## 昭和60年度日本気象学会賞・藤原賞の各受賞者決まる

### 日本気象学会賞

受賞者: 木田秀次(気象研究所・予報研究部)

「大気大循環モデルを用いた物質輸送の研究」

選定理由: 大気の大規模な運動によってオゾンや水蒸気などの物質がどのように輸送されるかは、大気大循環論にとって極めて基本的かつ重要な問題である。しかしながら、従来オイラー平均による三細胞子午面循環の不十分な解釈のためあって、この問題に対する説明には、定性的にも定量的にもあいまいな点が多々残されていた。

木田会員は東京大学大学院在学当時から現在まで10年余りにわたって、一貫して「物質輸送」の観点から大気大循環の研究に取組み、数多くの優れた成果を挙げてきた。中でも、1977年に発表の2編の論文においては、大循環数値モデルを用い、波動擾乱にともなう個々の空気塊の運動を長時間にわたって追跡することによって、「ラグランジュ的大循環」のモデルを提出した。これは世界で最初の先駆的試みであり、画期的な業績であると言える。この研究によって、従来のオイラー的大循環像

とラグランジュ的大循環像との異同が明瞭にされたばかりでなく、空気塊の分散運動から渦拡散係数を見積るなど、物質輸送のより定量的な議論が可能となった。

近年、成層圏における大循環および輸送程度の研究にはラグランジュ的な取扱いが一般的になってきているが、木田会員のこの仕事はその嚆矢をなすものであった。

その後木田会員は1983年に発表の2編の論文において、同様の問題をより完全なモデルで扱い、成層圏における物質輸送が本質的にブルーワー・ドブソン型循環と等温位面混合によって支配されていることを立証し、その結果に基づいて輸送過程を現す2次元モデリングに新しい方式を提案した。この研究もまた世界的にみて先駆的な仕事であり、論文の印刷発表前から外国の研究者によって引用されていたほどである。

最近、木田会員はさらに大循環数値モデルの改善を試み、内部重力波による運動量輸送が中層大気の大循環に果たす役割を詳細かつ巧妙な数値計算によって示し、この問題にも決定的な解答を与えている。

以上の理由から、日本気象学会は昭和60年度の日本気