

成層圏気温変動におよぼす超長波の作用*

杉本 豊**

1. まえがき

気温の子午面分布は太陽よりの入射量と大気の運動による熱量の南北輸送量の大きさで定まる。

冬季の高緯度地方の成層圏では太陽よりの入射量が極端に減少し、いわゆる Polar-night の期間に当る12月より2月頃まで気温は非常に冷却し、30mb 面での最低気温は -80°C 前後を示すことになる。

したがって冬季の中緯度北部より極地域にかけての気温変動は緯度的にいっても季節的にいっても非常に大きい値を示している。

以上のようなわけで現在までのところ、突然昇温をふくめ気温変動の調査は冬季について行なわれたものが多い。

これらの調査研究の概略は紙面の都合で省略することにし、ここでは成層圏で卓越する超長波が気温変動におよぼす役割をおもにのべてみたい。

2. 超長波の検出

日々の天気図上には波長の極端に長い超長波から音波や重力波に到る短い波長の波までを含んでいるため必要は応じ目的に合う波を分離する必要がある。

超長波を取出すためにはかなり長い期間たとえば1か月平均図のようなものを作れば一応取出すことが出来る。しかしこの方法で求められた超長波の分布は気候学的な解釈の裏付けには利用出来るが、日々の運動を知るには都合がわるい。

以上の目的に合う超長波の検出には空間平均図や、一次元の Fourier 解析、球面調和函数の適用などにより一応検出することが出来る。

ここでは普通一般に多く利用されている Fourier 解析を用い、緯度圏に沿う等圧面高度と気温の波数別分布を求めた。

第1-a 図は冬季としては南北の循環が非常に発達した1966年1月下旬の30mb 天気図を示したものである。

第1-a 図自体対流圏の天気図に比してすでに波長の短

かい波は消されているが、その様子をさらに明確にするため、北緯10度より北緯80度までの緯度10度毎の緯度圏に沿う等圧面高度の Fourier 解析を行ない超長波に相当する波数1と2の振幅分布を求めると第1-b 図のようになる。

成層圏では波数1, 2が卓越し、3以上の波の振幅は非常に小さいので、これら2つの波の振幅を合計すれば大体成層圏の状態をあらわすことになる。

日1-a 図に示し上記の例では波数1による顕熱の輸送量が極大に達した時期に相当し、波数1の振幅分布は30mb 等圧面高度の分布に非常に近い形を示している。

たとえばこの時期(1月29日~2月1日)の北緯60度に沿う各成分波の振幅は第1表 a のようになる。

第1表 南北循環が卓越した時期と弱まった時期の振幅の比較

波数	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
a (1月29日~2月1日)	m	725	257	97	30	25	3	14	12	10	6
b (3月9日~12日)	50	95	47	22	8	3	1	8	2	7	

第1表より南北循環の発達期には波数1の振幅分布で等圧面高度分布の大勢を表現しているとみなすことが出来る。

しかし Polar Vortex が崩壊の段階に入り、南北交換が弱まると第1表 b 欄にも示されているように相対的には波数2が卓越し、波数1の振幅は南北循環卓越時の10数分の1にまで減少する。

以上のべたような波数分析の結果を利用するに当っては振幅の小さい波は物理的な裏付けも不明確な場合がある。また気圧系が特殊な分布をしている場合、たとえば東西に気圧系の軸がのびているような場合には波数分析の結果を利用するに当って注意を要する。

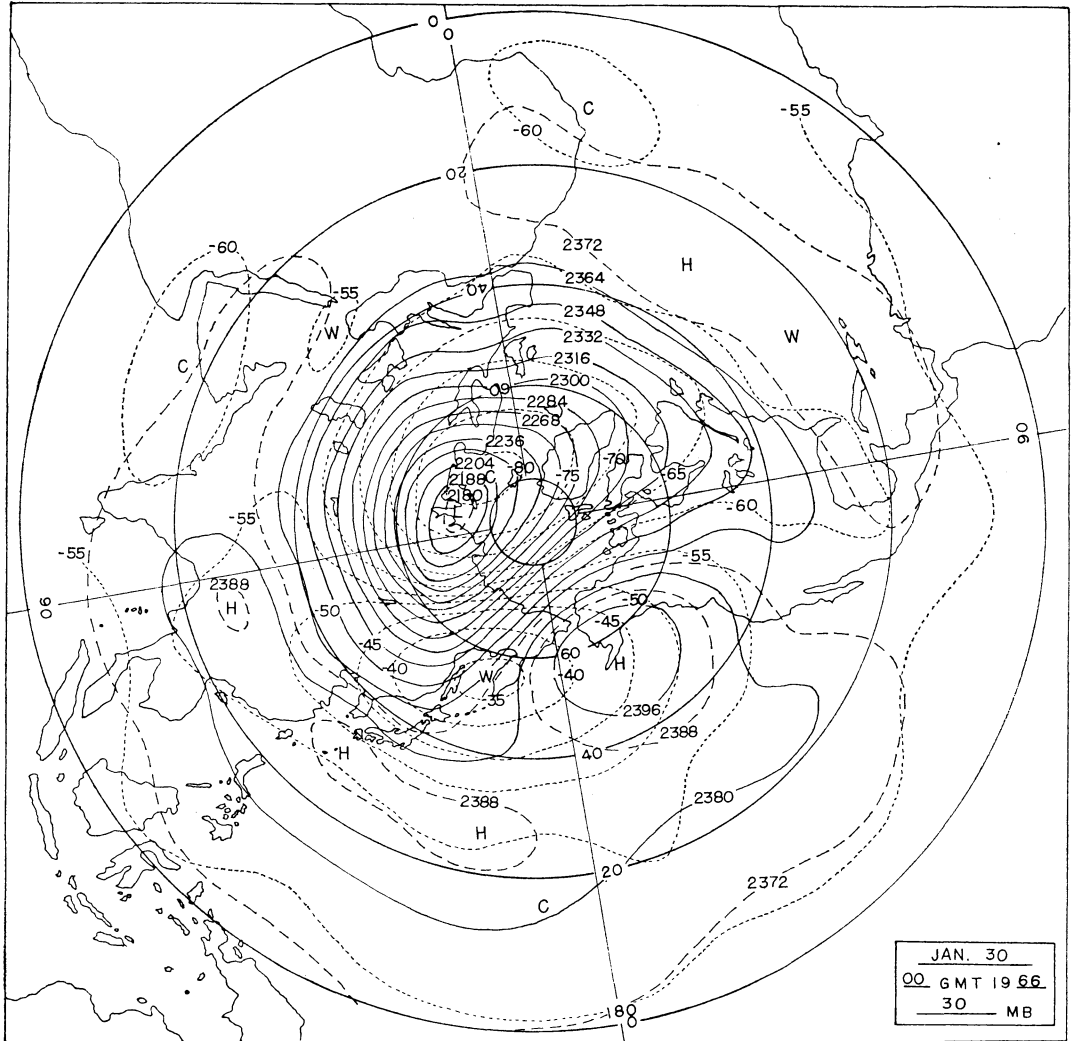
3. 超長波の傾斜

対流圏における発達期の温帯低気圧は気圧波と気温波の間に位相差があり、谷の前面で上昇流があり、かつ暖気移流、後面で下降流で寒気移流がある、そのため低気圧系

* Effect of Ultra-long Wave on Temperature Variation in Stratosphere

** Y. Sugimoto, 東京航空地方気象台

—1968年12月2日受理—



第1-a 図 1966年1月30日 00 GMT 30mb 天気図, 実線は 160 meter ごとの等高線を, 破線は 5°C ごとの等温線を示す。

内で有効位置エネルギーが運動のエネルギーに転換し, 低気圧は発達することになる。いいかえれば顕熱輸送量の増大が気圧系の発達に結びついたファクターとなる。

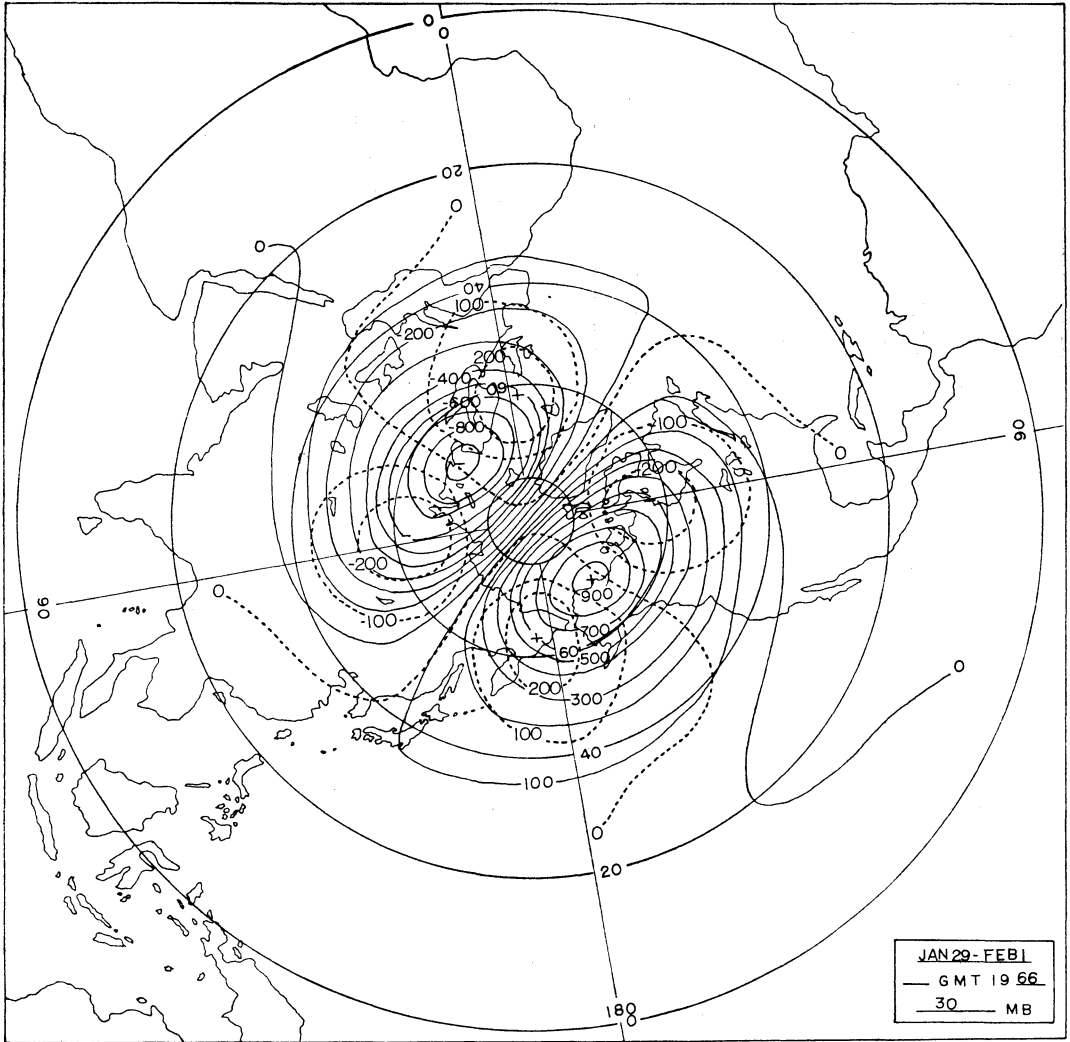
対流圏における気圧系の傾きは 700mb 位までかなり急な角度で西に傾き, それより高い高度ではほとんど鉛直になっている。したがって熱輸送の面でも圏界面のすぐ下方で極少値を示すことになる。(第2図)

しかし圏界面をすぎた成層圏の領域ではふたたび対流圏の傾斜を上まわる西向き傾斜を示すようになる。

第3図は1966年の冬季(1965年12月~1966年3月)の平均図より求めた波数1より5までのアリューシャン,

アラスカ地区の Ridge の位置とその傾斜を示したものである。第3図では波数5の振幅は他の波の振幅に比較して小さいので一応考えないこととする(図中に記入されている数字は振幅を示す)。この図から波数2以上の比較的短い波の Ridge は 500mb 面から 100mb までの対流圏ではもはや西への傾きは観測されないが, 100mb 以上の成層圏で再び西向き傾斜が大きくなっている。ここで波数2の波は対流圏から成層圏を通じ傾斜の度合は非常に小さく, ほぼ Barotropic な状態にある波であることを示している。

波数2以上の波の傾きに比較し, 波数1の波の傾斜は



第1-b図 1966年1月29日～2月1日の4日平均 30mb 等圧面高度図による波数1 (実線) と波数2のパターン.

圏界面に近い 300mb 面より上方にかけてかなり大きな傾斜を有し、対流圏において大西洋北部に位置する Ridge は成層圏ではアラスカに位置することになる。また第3図から対流圏では大西洋北部とアラスカ付近に存在する Ridge (第3図下部参照) は30mb では波数5を除いてアリュージョン、アラスカ地域に集積し全体として波数1の Pattern に近い気圧分布を示すようになる。

以上平均状態のもとでの気圧系の傾きを示したが日日の状態にはかなりの変動が観測される。循環が強まった時期のそれと比較してみる。前者の場合には、明らかに気圧系の軸は成層圏でとくに顕著に西向きに傾くが、循

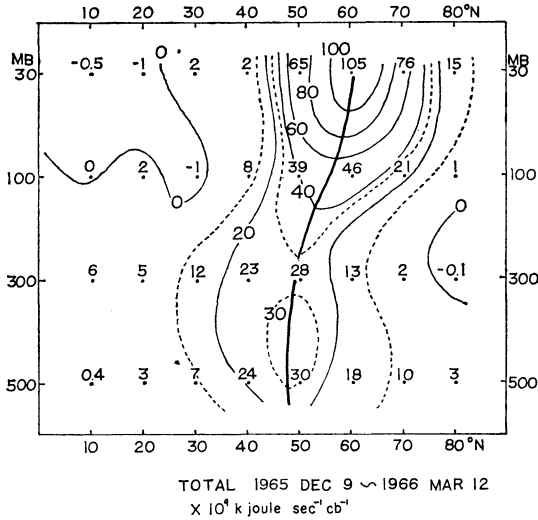
環が弱まった時期には成層圏では前者の場合とは反対に東向きの傾斜を示すようになる。谷が東向きの傾斜を有することは熱は北から南に流れることになる。(第7図参照)

4. 超長波による熱輸送

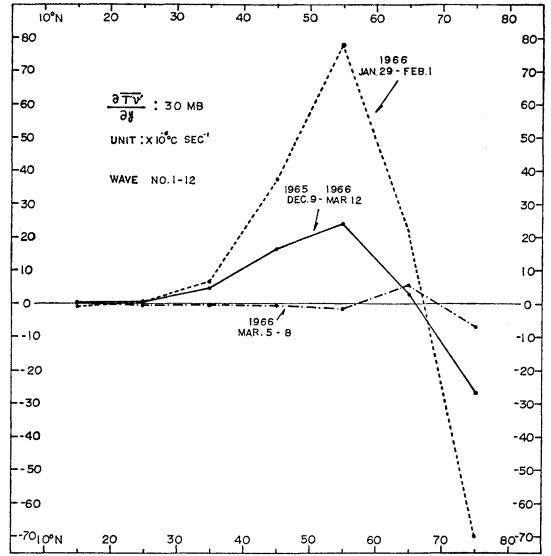
いま緯度圏に沿う等圧面高度と気温の分布がフーリエ展開出来るとしておのおの

$$Z = a_0(y) + \sum_{n=1}^{\infty} \{ a_n(y) \cos n\lambda + b_n(y) \sin n\lambda \}$$

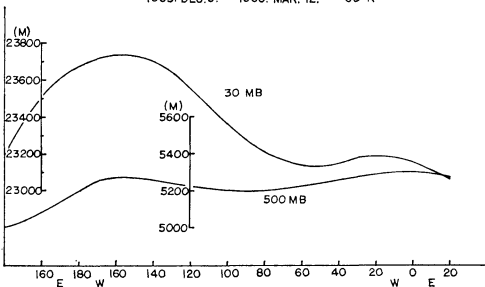
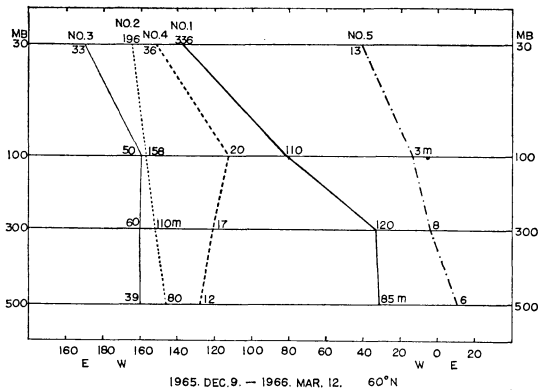
$$T = A_0(y) + \sum_{n=1}^{\infty} \{ A_n(y) \cos n\lambda + B_n(y) \sin n\lambda \}$$



第2図 1965年12月9日～1966年3月12日までの期間における波数1から12までの波による顕熱の平均輸送量 (単位 $\times 10^9$ kjoule sec^{-1} cb^{-1})



第4図 南北循環卓越時と平静化した期間における、30mb面の $\frac{\partial T'v'}{\partial y}$ の分布 (単位 $\times 10^{-6}$ $^{\circ}\text{C sec}^{-1}$)



第3図 第2図と同じ期間の北緯60度における波数1から5までの波の鉛直方向の傾斜。图中的数字は各々の波の振幅を示す。下部の図は30および500mbの等圧面高度の分布。

のようにきめると、ある緯度圏を横切る熱輸送量の緯度平均値は、

$$[T'v'] = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} T'v' d\lambda$$

$$= \frac{g}{2fR \cos \phi} \sum_{n=1}^{\infty} n (A_n b_n - B_n a_n) \dots \dots (1)$$

となる。

ゆえに熱輸送量は、緯度 ϕ 、波数 n 、気温波と気圧波の正弦項および余弦項の振幅、 A_n 、 B_n 、 a_n 、 b_n の関数となる。

また気温および気圧波の振幅を A 、 B とし、おのおのの位相角を ϕ' 、 φ とすると、

$$[T'v'] = \frac{g}{2fR \cos \phi} \sum_{n=1}^{\infty} n A_n B_n \sin(\varphi - \phi') \dots \dots (2)$$

$$(A_n = \sqrt{A_n^2 + B_n^2}, B_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2})$$

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{b_n}{a_n}, \phi' = \tan^{-1} \frac{B_n}{A_n}$$

ともなり、 $[T'v']$ は両者の振幅 A_n 、 B_n と位相差 $(\varphi - \phi')$ の関数となり輸送量は気圧波と気温波の位相が $-\frac{\pi}{2}$ 、 $\frac{1}{4}$ 波長だけずれている場合に最大となる。

(1) または (2) による輸送量の単位は $^{\circ}\text{C m sec}^{-1}$ であるが、これを緯度圏を横切る全熱量、 $TH(\phi)$ に換

算するには、緯度圏の長さに単位面積上の大気柱の質量と等圧比熱 C_p を乗ずればよく、

$$TH(\phi) = \frac{R \cos \phi}{g} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{P_0} \int_0^{2\pi} C_p [T'v']_n d\lambda dp \dots (3)$$

となり、 d_p として単位気圧幅をとると、 $TH(\phi)$ の単位は $\text{kJoule sec}^{-1} \text{cb}^{-1}$ となる。

(3) 式を用いて波数 1 から 12 までの波による輸送量を求めると第 2 図のようになる。

第 2 図から輸送量の極大は北緯 40 度から北緯 70 度の緯度帯で観測され、30mb 面の北緯 60 度での値は $105 \times 10^9 \text{kJoule sec}^{-1} \text{cb}^{-1}$ を示している。また輸送量の極大を結ぶ線は対流圏では北緯 50 度付近にあり、高度の増加とともに極大の現われる高度は北に傾く傾向がみられる。図は省略するが、波長の小さいものほど高緯度で卓越し、波数の大きいものが中緯度で卓越している。これは日常の高低気圧が対流圏では中緯度で、成層圏波動が高緯度で卓越することと一致している。

一方輸送量の極小を示す高度は高緯度では 300mb 付近に、低緯度では 100mb より高い部分にあり、ともに北から南に向く熱輸送が示されている。この傾向は低緯度でかなり顕著に観測される。

熱輸送の計算は村上や Wiin-Nielsen, Osrt 等によるものなどが発表されているがいずれも統計期間がまちまちのためここでは年による相異などについてはとくととりあげない。

第 2 図に示されている輸送量の傾度からわかるように $\frac{\partial T'v'}{\partial y} > 0$ の部分は熱量輸送の divergent がある区域で 2 次的な冷源になっていることになる。この様子を成層圏での寒期と暖期とにわけてながめてみよう。

第 4 図は 30mb 面における波数 1~12 の波について $\frac{\partial T'v'}{\partial y}$ の値を求めたもので、実線は期間平均値を、破線は南北循環が卓越した 1 月 29 日より 2 月 1 日までの 4 日平均値、破点線は成層圏循環が弱まった 3 月 5~8 日の平均値を示している。

第 4 図から寒候期には $\frac{\partial T'v'}{\partial y}$ の値は北緯 55 度で極大に達し、この緯度が成層圏での 2 次冷源に当たっていることがわかる。北緯 65 度以外の区域は熱の収斂域すなわち熱源に相当している。

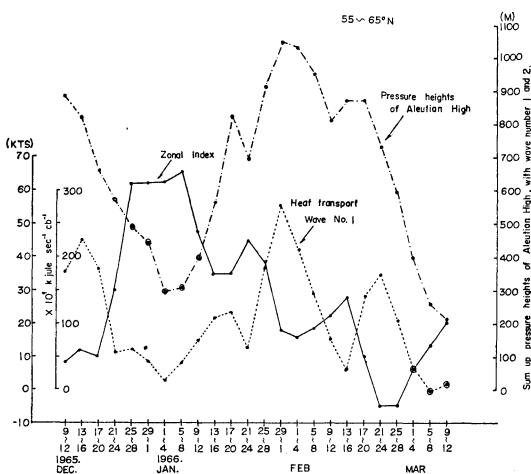
また南北循環の発達している期間の $\frac{\partial T'v'}{\partial y}$ の値は期間平均の約 3 倍の $78 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C sec}^{-1}$ で、 $6.7 \text{ } ^\circ\text{C/day}$ に達することになる。第 8 図で破点線は成層圏循環がおとろえた冬型から夏型に移行した時期に当る 3 月 5~8 日の

平均値を示しているが、各緯度とも $\frac{\partial T'v'}{\partial y}$ の値は無視されるほど小さく、2 次の冷熱源は消滅する。

5. アリュージョン高気圧の盛衰と熱輸送

熱輸送量は等圧面高度と等温線の振幅に比例するが、これらの振幅が増加すると南北成分が卓越し、したがって Zonal Index は減少する。

第 5 図は北緯 55 度と 65 度の 30mb 等圧面高度の差から求めた Zonal Index (KTS) と波数 1 による北緯 60 度を横切る顕熱の渦動輸送量の関係を示したものである。この図からも、両者の間には全く逆の位相が観測される。一方波数 1 と 2 の振幅の合成によるアリュージョン高気圧の示度を求めると同じく第 5 図の破点線で示す変化を行なっている、図中、丸印で囲まれている点は波数 2 が卓越し高圧部がアリュージョンと北極点に対し対称な東経 0 度付近にも現われている場合を指している、この図から成層圏での Zonal Index と Heat transport はアリュージョン高気圧の発達衰弱の予報には重要なファクターであることがわかる。



第 5 図 北緯 60 度における Zonal Index (KTS) (実線)、波数 1 による顕熱の渦動輸送量 ($\times 10^9 \text{kJoule sec}^{-1} \text{cb}^{-1}$) (破線) および波数 1, 2 の振幅合計分布図によるアリュージョン高気圧の示度 (破点線)

6. 超長波の水平運動

散発を無視した長波の速度は波の横幅を D とすると、

$$C = U - \frac{BL^2/4\pi^2}{1 + L^2/D^2}$$

で表わされ、さらに横幅無限の波の場合には $C = U - \frac{BL^2}{4\pi^2}$ となる、ロスビーの波速を示す関係から、波長 L

が非常に長い超長波は U にも関係するが、ほとんどの場合かなり速い速度で西進することになる。しかしこのような現象はすくなくとも観測事実に一致しない。

そこで Burger によるスケールの理論から渦度の時間微分の項を省略した渦度方程式

$$\mathbf{V} \nabla f + f \nabla \mathbf{V} = 0$$

を用い、2層モデルの数値予報の方程式から超長波の波速に関する式

$$C = U_2 \left(1 + \frac{k_2}{q} \right) - \frac{B}{q} + \left(1 - \frac{k^2}{q} \right) \frac{U^2 k^2}{k^2 U_2^2 - B}$$

を導くことが出来る、(q は安定度を含む $q = 2f_0^2 / \sigma P^2$) Burger による波速の式では $L \rightarrow \infty$ で $k \rightarrow 0$ であるから、波長が無等大の場合でも、

$$C = U_2 - \frac{B}{q}$$

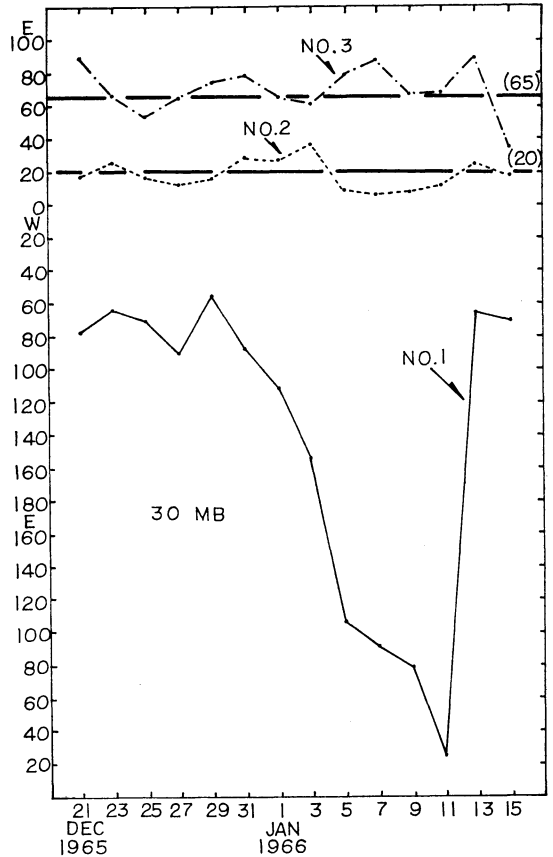
という有限な値をとることになる、上記波速の式の検討は Wiin-Nielsen* により調べられているので参照されたい、

しかし非発散、Barotropic な状態のもとでは定性的には Rossby の波速の式もかなり現象をよく説明する場合があるので、ここでは Synoptic pattern でどのような状態のときに Rossby の公式があてはめられるかを検討した、

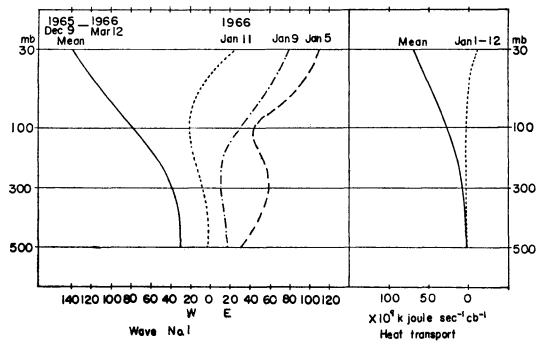
第6図は1965年12月21日から翌1966年1月15日までの26日間について北緯60度線に沿う30mb等圧面上の波数1, 2, 3のRidge位置を追跡したものである、(500, 300, 100mbのものについては省略)

これらの図を見てまづいえることは波数2および3の波によるRidgeは、図中カッコ内に記入されている平均経度のまわりをゆっくり東進と西進をくりかえしている、Ridgeの位置の標準偏差は各等圧面ともかなり小さく、気候学的にRidgeの発達しやすい経度より大きくは変動しない定常波であることがわかる、この様子は第6図に示した各成分波ごとの波の垂直方向の傾斜からもある程度推定がつく、

これら二つの波に比して波数1の波の運動にはかなり大きな変動がみられ、とくに12月23日以降1月上旬にかけての西進はかなり顕著である、この期間の波数1のRidgeの傾斜が第7図に示されている、この図から波の西進期に対する1月初旬には冬の平均状態(第7図左実線)に比して傾斜の方向は逆で高度の増加とともに東



第6図 1965年12月21日から1月15日までの波数1, 2および3のFirst Ridgeの移動を示す。



第7図 波数1の波の西進期1月5, 9, 11日における軸の傾斜。太い実線は冬期の平均傾斜を示す。右図は冬季の平均および1月1日~12日の平均熱輸送量を示す。

* A. Wiin-Nielsen, A Preliminary Study of the Dynamics of Transient Planetary Waves in the Atmosphere. Tellus XIII (1961)

向きの傾斜を示している。気圧系の軸が東に傾くからといって谷の西進には結びつかないが、同図右側の図から顕熱の輸送量 (破線) は対流圏から成層圏にかけてはほとんど零で、実質的にはこの間の気圧系は Barotropic な状態にあるといえる、

以上のような状態のもとでは、近似的に Rossby の波速の式が適用出来る、そのため谷は一般流 ($U=70\text{KTS}$) にさからって西進しているものとみなすことが出来る。ちなみに北緯60度における Rossby の波速の式による停滞波の U は 116 m/sec となる。ここでは紙面の関係で図示されていないが、ここでのべたと同じような状態を示す3月上旬を除いては波数1の Ridge は西経160度を中心にわずかな変動を示しているにすぎない。超長波のこのような停滞について理論的説明はなかなか困難のようである。

7. 成層圏における気温とエネルギー変動の対応

1955年 Lorentz によって発展された有効位置エネルギーと運動エネルギーと各々の間の転換量は大循環の研究の一環として多くの人により調べられて来た。成層圏に関するものとしては、Oort や Julian & Labitzke, 戸松等が豊富な資料を用いて調べている。彼等の研究の概略は新田氏によって気研ノート第95号により紹介されているのでここでは省略し、筆者が1966年の昇温期の前後について計算した結果の一部をここではのべておくことにする。

いま、有効帯状位置エネルギー、有効渦動位置エネルギー、帯状運動エネルギー、渦動運動エネルギーを各々、 A_Z, A_E, K_Z, K_E 等とすると、閉じた系ではそれぞれの時間変化量は、

$$\frac{\partial A_Z}{\partial t} = -C_Z - C_A + G_Z$$

$$\frac{\partial A_E}{\partial t} = -C_E + C_A + G_E$$

$$\frac{\partial K_Z}{\partial t} = C_Z + C_K - D_Z$$

$$\frac{\partial K_E}{\partial t} = C_E - C_K - D_E$$

ここで、 C_Z は $\langle A_Z \text{ と } K_Z \rangle$, C_A は $\langle A_Z \text{ と } A_E \rangle$, C_E は $\langle A_E \text{ と } K_E \rangle$, C_K は $\langle K_Z \text{ と } K_E \rangle$ との間の転換量を示している。また G_Z, G_E は非断熱の影響により生成される A_Z と A_E の量, D_Z と D_E は摩擦に失われる K_Z と K_E の量を示している。

ここでは帯状位置エネルギー A_Z は、気温の南北傾度の大きさによりまた渦動位置エネルギー A_E は気温の東西方向の偏差によってきまる量で、

$$A_Z = \frac{C_p}{2g} \int_0^{\bar{p}_0} \gamma (\bar{T})^2 dp$$

$$A_E = \frac{C_p}{2g} \int_0^{\bar{p}_0} \gamma \bar{T}^{*2} dp$$

ただし、

$$[T] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} T d\lambda$$

$$= (\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1)^{-1} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} [T] \cos \varphi d\varphi$$

$$T^* = T - [T]$$

$$\gamma = (\bar{T} - PC_p R^{-1} \frac{\partial \bar{T}}{\partial p})^{-1}$$

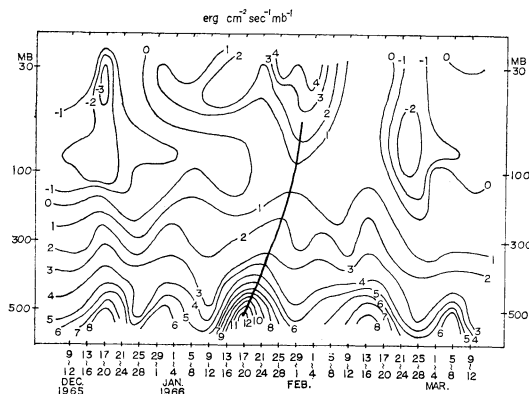
ゆえに A_Z は北極寒冷渦の発達により南北の気温傾度が増すと増加する量であり、この量がある限界に達すると安定度がかつれ A_Z は減少し、南北循環が卓越し A_E が増加する Cycle を繰返すが、この Cycle は前にもふれたように2~3週間の周期を有している。

これら二つの種類の有効位置エネルギーの間の転換量 C_A は、近似的に第2項に比較してはるかに大きい第1項のみを考えると、 C_A は顕熱の渦動輸送量 $[v^* T^*]$ と緯度平均気温の南北傾度の積に比例する。

$$C_A = -\frac{C_p}{g} \int_0^{\bar{p}_0} \frac{\partial}{\partial T} ([v^* T^*]) \frac{\partial}{\partial y} \frac{\Gamma d}{S \theta} [T]'$$

$$(S = \Gamma d - \Gamma)$$

となるが、赤道と極地域を除けば一般に $v^* T^* > 0$, 一方 $\frac{\partial}{\partial y} [T]' \rightarrow \frac{\partial}{\partial y} [T]$ は年平均値をとると、成層圏では正の値をとるが冬季は Polar night の影響で負の値をとる。ゆえに C_A は冬季の成層圏では正の値を示すことになる。



第8図 500, 300, 100, 30mb面における4日平均値の $C_A; \langle A_Z, A_E \rangle$ 分布図 (単位は $\text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{mb}^{-1}$)

ここでは紙面の都合により C_A の値のみ4層の等圧面におけるその変化を图示した。(第8図)

第8図より C_A の値は対流圏と成層圏の真冬が大きく(1月の値に注目), 圏界面付近ではほとんど零に近い値をしている. また図中太い実線で示してあるように南北循環の卓越期(1月下旬から2月上旬の間)には下方から上方に伝播し対流圏における C_A の値が大きくなってから2~3週間後に成層圏での C_A 増大が観測される.

つぎにその他の量の間の転換量を南北循環の卓越期と成層圏循環が弱まった時期とに分けて求めると第2表のようになる.

第2表 成層圏における各種エネルギー転換量
(単位 $\text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$)

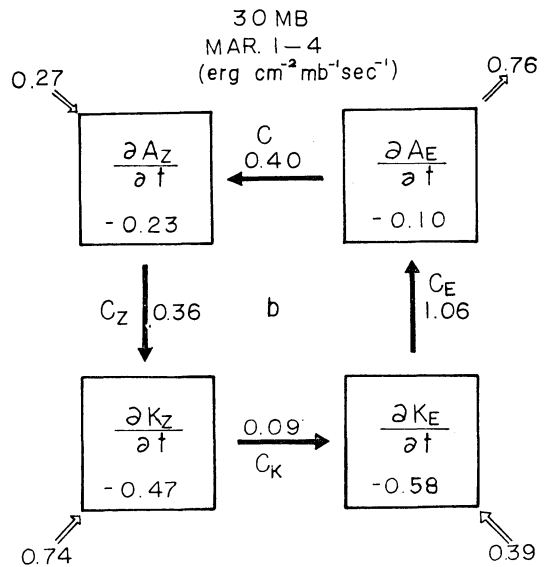
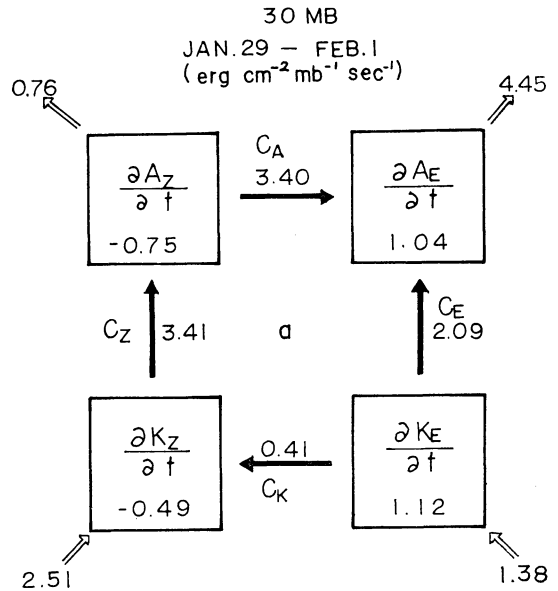
	1月29日~2月1日		3月1日~4日	
	100mb	30mb	100mb	30mb
$C_A, \langle A_Z, A_E \rangle$	0.80	3.40	0.30	-0.40
$C_E, \langle A_E, K_E \rangle$	-0.63	-2.09	-0.53	-1.06
$C_Z, \langle A_Z, K_Z \rangle$	-0.56	-3.41	0.21	0.36
$C_K, \langle K_Z, K_E \rangle$	-0.47	-0.41	0.07	0.09

第2表から $C_E \sim -\overline{\omega^* T^*}$ の値が負であることは $K_E \rightarrow A_E$ の転換が行なわれていることを示し, 成層圏では昇温期の前後を通じ, $\omega^* T^* > 0$, つまり比較的暖かい部分で下降流が卓越するという対流圏の場合とは反対の現象がおきることを示している.

また C_Z すなわち $\langle A_Z, K_Z \rangle$ は $-\frac{R}{g} \int_0^{p_0} \frac{1}{p} [\omega]' \cdot [T]' dp$ であるから第2表から南北循環が卓越している時期には $[\omega]'/[T]'$ は正で, 全体的には気温の高い南で下降, 気温の低い北で上昇という間接循環が, 成層圏循環が衰弱して冬型から夏型の移行期には直接循環に変わることになる.

以上第2表と各種エネルギーの時間変化量から前述の二つの期間の Energy Cycle を求めると第9-a, b図のようになる.

各種エネルギーは開いた系について行なっているので実際には境界をこえて入って来る量を考えなければならない. そこで Box から出る(入る)2重の矢印は G_Z, G_E, D_Z, D_E 等と境界から出入りする量との合計を単に示したにすぎないので余り重要な意味はない.



第9図 成層圏循環の卓越期(1月29日~2月1日)と平静化した時期(3月1日~4日)における30mb面のエネルギーサイクルを示す.