ある。これ等の影響を入れて計算した實效風壓に依つてのみ始めて眞の耐風建築と云へるのであつて、殊に半永久的施設に對して然りである。而して我々は最大風壓の見積りを餘程慎重に行ふ必要があらう。

最後にいつも變らぬ藤原先生の御指導に對し、衷心よりの謝意を表する。

電磁的性質が同心的に變化せる地球内部への 電磁感應の問題 (その一)*

寺 田 一 彦

1. 緒 言

此の問題に關しては既に氣象集誌に「地磁氣の觀測より地殼の電氣的及磁氣的性質を推測し得ることに就いて」⁽¹⁾なる題目の下に筆者が發表したものがあつた。此の論文での取扱ひはそれと同様であるが、前には簡単な取扱ひをした爲め記述に不十分の點があつたから、之を補ふ意味と、此の問題を更に擴張する意味とから此處に再び筆をとる次第である。

初めに數學的の取扱ひを爲し同時にその適應性を吟味し、後に實測値を入れて本問題を論議する事とする。地球上で觀測される一般の磁氣的變化の中球函數展開の可能なものに就き、地殼の電氣傳導度の影響、電磁感應の浸透狀況等を吟味し、最後に海陸の影響に言及して行く積りである。尙出來れば上層の電離層の影響も研究して見る積りである。

2. 同心球殻内への電磁感應

今地球は m 個の同心導體(不導體をも含む)の球殻から成り、その外側は絶縁體であると見做す。各球殻は半徑 ξia (a は地球の半徑)の處で境されてゐると見做す。球殻は外側から夫々 $1, 2, \dots, m$ の番號がついてゐるとする。即ち i と $i+1$ との球殻の境は $\xi_{i+1}a$ の處にある。

地球外に原因を持つ磁氣ポテンシャルは球函數展開が可能であるとし、その一般項は

$$\Omega_n = E_{n,p} \frac{r^n}{a^{n-1}} P_n^p(\cos \theta) e^{ip\phi} e^{i\omega t} \quad (1)$$

であるとする。之が地球内部に感應電流を生じ、その爲めに生ずる二次的の磁氣ポテンシャルは

$$\Omega_{-n-1} = I_{n,p} \frac{a^{n+2}}{r^{n+1}} P_n^p(\cos \theta) e^{ip\phi} e^{i\omega t} \quad (2)$$

* K. Terada: Electromagnetic Induction within the Earth's Crust of Variable Conductivity (Part I). 中央氣象臺彙報.

(1) 氣象集誌. 第 2 輯, 第 15 卷, 第 8 號, 342 頁.

であるとする。

此等に対するベクトル・ポテンシャルは不導體球殻内では

$$A_r=0, \quad A_\theta=\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left\{-\frac{\Omega_n}{n+1}+\frac{\Omega_{-n-1}}{n}\right\}, \quad A_\varphi=\frac{\partial}{\partial\theta}\left\{\frac{\Omega_n}{n+1}-\frac{\Omega_{-n-1}}{n}\right\} \quad (3)$$

となり導體球殻内では

$$A_r=0, \quad A_\theta=-\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\varphi}U, \quad A_\varphi=\frac{\partial}{\partial\theta}U \quad (4)$$

とある 但し

$$U=U_n+U_{-n-1}=(Ar^nR_n+Br^{-n-1}R_{-n-1})P_n^v(\cos\theta)e^{ip\phi}e^{iat} \quad (5)$$

で $R_m(m=n, -n-1)$ は r のみの函数で次式を満足する。

$$\frac{d^2R_m}{dr^2}+\frac{2(m+1)}{r}\frac{dR_m}{dr}-k^2R_m=0. \quad (6)$$

但し $k^2=\frac{i4\pi x\mu\alpha}{c^2}$. x : 電氣傳導度, μ : 誘磁率.

球殻の境界では次の關係が成立する。

$$\left. \begin{aligned} & A_i\xi_{i+1}^{n-1}R_n^{(i)}(\xi_{i+1})+B_i\cdots=A_{i+1}\xi_{i+1}^{n-1}R_n^{(i+1)}(\xi_{i+1})+B_{i+1}\cdots, \\ & \frac{1}{\mu_i}\left[A_i\xi_{i+1}^{n-1}\left\{(n+1)R_n^{(i)}(\xi_{i+1})+\frac{k_i^2\xi_{i+1}^2a^2}{2n+3}R_{n+1}^{(i)}(\xi_{i+1})\right\}+B_i\cdots\right] \\ & =\frac{1}{\mu_{i+1}}\left[A_{i+1}\xi_{i+1}^{n-1}\left\{(n+1)R_n^{(i+1)}(\xi_{i+1})+\frac{k_{i+1}^2\xi_{i+1}^2a^2}{2n+3}R_{n+1}^{(i+1)}(\xi_{i+1})\right\}+B_{i+1}\cdots\right]. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

但し $B_i\cdots$ の如きは A_i を含む項と同様の關係式でその中 n を $-n-1$ と變形したものである。

尙 $R_n^{(i)}(\xi_j)$ は球殻 i に於ける R_n の値でその中の r を ξ_{ja} と置換したものを意味する。

之を全境界に對して作り全部を整理すると次の様に簡單になる。

$$S_{i+1}^{(i)}=-\frac{C_{i+1}+D_{i+1}S_{i+1}^{(i+1)}}{D_{i+1}'+C_{i+1}'S_{i+1}^{(i+1)}}. \quad (8)$$

$$\text{但し } S_{i+1}^{(i)}=\frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}}\frac{R_{-n-1}^{(i)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(i)}(\xi_{i+1})}\frac{B_i}{A_i}, \quad S_{i+1}^{(i+1)}=\frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}}\frac{R_{-n-1}^{(i+1)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(i+1)}(\xi_{i+1})}\frac{B_{i+1}}{A_{i+1}}. \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} C_{i+1} &= (n+1)\left(\frac{1}{\mu_i}-\frac{1}{\mu_{i+1}}\right)+\frac{\xi_{i+1}^2a^2}{2n+3}\left[\frac{k_i^2}{\mu_i}\frac{R_{n+1}^{(i)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(i)}(\xi_{i+1})}-\frac{k_{i+1}^2}{\mu_{i+1}}\frac{R_{n+1}^{(i+1)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(i+1)}(\xi_{i+1})}\right], \\ D_{i+1} &= \frac{n+1}{\mu_i}+\frac{n}{\mu_{i+1}}+\xi_{i+1}^2a^2\left[\frac{1}{2n+3}\frac{k_i^2}{\mu_i}\frac{R_{n+1}^{(i)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(i)}(\xi_{i+1})}-\frac{1}{1-2n}\frac{k_{i+1}^2}{\mu_{i+1}}\frac{R_{-n}^{(i+1)}(\xi_{i+1})}{R_{-n-1}^{(i+1)}(\xi_{i+1})}\right]. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

又 C_{i+1}', D_{i+1}' は C_{i+1}, D_{i+1} の n を $-n-1$ と置き換へて得られる。

結局 (8) 式を何度も重ねて行けば

$$\frac{I_0}{E_0} = \xi_1^{2n+1} \frac{n}{n+1}$$

$$\begin{aligned} & (2n+1) \frac{R_{n-1}^{(1)}(\xi_1)}{R_n^{(1)}(\xi_1)} - \{\mu_1(n+1) + n\} - \left[(n+1)(\mu_1-1) + (2n+1) \frac{R_{n-2}^{(1)}(\xi_1)}{R_{n-1}^{(1)}(\xi_1)} \right] \frac{\dots}{\dots} \\ & \times \frac{\dots}{\dots} \\ & (2n+1) \frac{R_{n-1}^{(1)}(\xi_1)}{R_n^{(1)}(\xi_1)} + (\mu_1-n) - \left[(2n+1) \frac{R_{n-2}^{(1)}(\xi_1)}{R_{n-1}^{(1)}(\xi_1)} - (\mu_1n+n+1) \right] \frac{\dots}{\dots} \end{aligned}$$

の様に複雑な連分數を得る。之を解けば此の問題が解決される筈である。

以上の諸式はその簡単な場合として, Lamb, Chapman, Whitehead, Price 等の導いた式を包含してゐる事は論を俟たない。

以上の數式を如何に運用するかは, $\frac{R_{n+1}}{R_n}$ 等の收斂の問題を吟味する事と同一である。依て (9) 式の運用の前に R_n に関し二, 三研究するを要する。

3. R_n の 吟 味

(9), (10) 兩式から分る通り R_n は常に $\frac{R_{n+1}}{R_n}, \frac{R_n}{R_{n-1}}, \frac{R_{n-1}}{R_{n-2}}$ の比の形としてのみ入つて來てゐる。併し $\frac{R_{n+1}}{R_n}$ 及び $\frac{R_n}{R_{n-1}}$ は次の關係式に依つて $\frac{R_{n-1}}{R_n}, \frac{R_{n-2}}{R_{n-1}}$ の形に直して行く方が計算上便利である。

$$\frac{R_{m+1}}{R_m} = \frac{(2m+1)(2m+3)}{(kr)^2} \left(\frac{R_{m-1}}{R_m} - 1 \right). \quad (m=n, -n-1) \quad (12)$$

$$\text{偕 (6) 式より} \quad R_m = 1 + \frac{(kr)^2}{2(2m+3)} + \frac{(kr)^4}{2 \cdot 4(2m+3)(2m+5)} + \dots \quad (m=n, -n-1) \quad (13)$$

を得るが, 此の式は kr が大きいと發散するので, 大きな kr に對し好都合の式

$$R_{-n-1} = \frac{1}{2} e^{-kr} \frac{2^n(n-1)!}{(2n-1)!} (kr)^n \left\{ 1 + \frac{n(n+1)}{2kr} + \frac{(n-1)n(n+1)(n+2)}{2^2 2! (kr)^2} + \dots \right\} \quad (14)$$

をも使用しなければならない。とにかく上述の比は全部 kr の函數となる。その上 $|kr|$ の大小により如何なる取扱ひをするか考へなければならない。我々が週期的變化を取扱ふ場合と非週期的變化を取扱ふ場合とで k の性質が非常に異なる。従つて先づこの兩者を區別して取扱ひ, $|kr|$ の大きさを吟味する要がある。

(1) 週期的變化

此の場合は α は正の實數であるから k^2 が虚數になる。故に

$$k = \beta(1+i), \quad \beta = \frac{\sqrt{2\pi x \mu \alpha}}{c} \quad (15)$$

となる。偕 $|kr|$ の値を種々の $x\mu$ (e.s.u.) と週期とに對し計算して置く必要がある。但し r は地

球の半径ととつてあるが地球の内部を考へる時はそれだけの補正が必要となる。

第 1 表 $|kr|$ の 値

$x\mu$ 週 期	10^{-14}	10^{-13}	10^{-12}	10^{-11}	10^{-10}
1 秒	566	1790	5660	17900	56600
1 分	73.1	231	731	2310	7310
1 時	9.43	29.8	94.3	298	943
1 日	1.93	6.09	19.3	60.9	193
1 週	0.73	2.30	7.28	23.0	72.8
1 月	0.35	1.11	3.52	11.1	35.2
1 年	0.15	0.32	1.50	3.21	15.0

(2) 非週期的變化

此の場合は α は純虚数となるから

$$\alpha = i\alpha' \quad (16)$$

と置くと前と同様にして

$$k = i\sqrt{2}\beta', \quad \beta' = \sqrt{\frac{2\pi x\mu\alpha'}{c}} \quad (17)$$

となる。この場合には週期に對應し半週期なるものを考へる。之は $\alpha' = \frac{0.6935}{T}$ から定義出来る。依て前と同様にして $|kr|$ の値を出す事が出来る。

第 2 表 $|kr|$ の 値

$x\mu$ 半週期	10^{-14}	10^{-13}	10^{-12}	10^{-11}	10^{-10}
1 秒	188.0	594.6	1880	5946	18800
1 分	24.27	76.76	242.7	76.76	2427
1 時	3.134	9.910	31.34	99.10	313.4
1 日	0.640	2.023	6.397	20.23	63.97
1 週	0.242	0.765	2.418	7.647	24.18
1 月	0.117	0.369	1.168	3.694	11.68
1 年	0.034	0.107	0.337	1.066	3.371

4. $|kr|$ の大きな場合

$|kr|$ が大きい程收斂がよくなる式を採用出来る。然しそうすると前の表から分る通り週期及半週期の短い變化を取扱はなければいけなくなる。

(1) 週期的變化

この場合は (15) を用ひて $\frac{1}{(\beta r)^3}$ 以上を省略すると

$$\left. \begin{aligned} \frac{R_{n-1}}{R_n} &= \frac{\beta r}{2n+1} \left\{ 1 + \frac{n}{\beta r} + \frac{n(n+1)}{4(\beta r)^2} + i \left(1 - \frac{n(n+1)}{4(\beta r)^2} \right) \right\} \\ \frac{R_{n-2}}{R_{n-1}} &= \frac{\beta r}{2n+1} \left\{ 1 + \frac{n+1}{\beta r} + \frac{n(n+1)}{4(\beta r)^2} + i \left(1 - \frac{n(n+1)}{4(\beta r)^2} \right) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

となる。

若し
$$M_{i+1}^{(t)} = \frac{1}{\mu_i} \left\{ (2n+1) \frac{R_{n-1}^{(t)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(t)}(\xi_{i+1})} - n \right\} \quad (19)$$

の様なものを作ると (8) 式は

$$\frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{n-1}^{(t)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(t)}(\xi_{i+1})} \frac{B_i}{A_i} = \frac{M_{i+1}^{(t)} - M_{i+1}^{(t+1)} + \{M_{i+1}^{(t)} + M_{i+1}^{(t+1)}\} \frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{n-1}^{(t+1)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(t+1)}(\xi_{i+1})} \frac{B_{i+1}}{A_{i+1}}}{M_{i+1}^{(t)} + M_{i+1}^{(t+1)} + \{M_{i+1}^{(t)} - M_{i+1}^{(t+1)}\} \frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{n-1}^{(t+1)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(t+1)}(\xi_{i+1})} \frac{B_{i+1}}{A_{i+1}}} \quad (20)$$

となる. この M は $|kr|$ が相當大即ち比較的短週期の問題の場合は

$$M_{i+1}^{(t)} = \frac{\beta_i \xi_{i+1}^a}{\mu_i} (1+i) = \sqrt{\frac{x_i}{\mu_i}} \cdot \frac{\sqrt{2\pi\alpha}}{c} \xi_{i+1}^a (1+i) \quad (21)$$

となるので (20) 式は

$$\frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{n-1}^{(t)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(t)}(\xi_{i+1})} \frac{B_i}{A_i} = \frac{\sqrt{\frac{x_i}{\mu_i}} - \sqrt{\frac{x_{i+1}}{\mu_{i+1}}} + \left\{ \sqrt{\frac{x_i}{\mu_i}} + \sqrt{\frac{x_{i+1}}{\mu_{i+1}}} \right\} \frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{n-1}^{(t+1)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(t+1)}(\xi_{i+1})} \frac{B_{i+1}}{A_{i+1}}}{\sqrt{\frac{x_i}{\mu_i}} + \sqrt{\frac{x_{i+1}}{\mu_{i+1}}} + \left\{ \sqrt{\frac{x_i}{\mu_i}} - \sqrt{\frac{x_{i+1}}{\mu_{i+1}}} \right\} \frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{n-1}^{(t+1)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(t+1)}(\xi_{i+1})} \frac{B_{i+1}}{A_{i+1}}} \quad (22)$$

となり比較的簡単になる. 此の式が使へるのは次の範囲内である.

$$\begin{array}{lll} x\mu = 10^{-14} & \text{の時は} & \text{数分以下の週期} \\ 10^{-13} & \text{"} & 20 \text{ 分 " } \\ 10^{-12} & \text{"} & 3 \text{ 時間 " } \end{array}$$

結局に於て数時間以内の週期變化には (18) 又は類似の式が可成り早く收斂するので取扱い易いが長い週期になる程項を多くとる必要が起つて來て計算が厄介になる.

(2) 非週期的變化

この場合は前と同様な

$$\left. \begin{aligned} \frac{R_{n-1}}{R_n} &= \frac{n}{2n+1} \left\{ 1 - \frac{n+1}{2^2(\beta'r)^2} \right\} + i \frac{\sqrt{2}\beta'r}{2n+1} \left\{ 1 + \frac{n(n+1)}{2^2(\beta'r)^2} \right\} \\ \frac{R_{n-2}}{R_{n-1}} &= \frac{n+1}{2n+1} \left\{ 1 + \frac{n}{2^2(\beta'r)^2} \right\} + i \frac{\sqrt{2}\beta'r}{2n+1} \left\{ 1 + \frac{n(n+1)}{2^2(\beta'r)^2} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

の式を用ひればよい. 其後の取扱ひは週期的變化の場合と同様であるが, 減衰の早い變化程式の取扱ひは容易になる.

5. $|kr|$ の小さい場合

この場合は R の式としては (13) を用ひればよい事になる. この式が早く收斂する爲めには $|kr|$ が小さい程, 換言すれば週期の長い變化とか減衰の遅い變化程工合がよいのである. 前の表で吟味して見ると數ヶ月, 數年以上の週期の場合が工合がよい事になる. 而し實際問題としては斯くの如く長期間に亘つての材料を得る事は困難であるので差し當り $|kr|$ の小さい場合は今後の取扱いに於

て省略する事とする。

結局今後週期の短い變化とか減衰の早い變化を取扱つて見る事とする。

6. 電磁感應の浸透の問題

地球上の電磁變化は感應に依つて地殻にも影響を及ぼすが之がどの位の深さまで達するか等の問題を吟味して見やう。

今 $i+1$ の層以下には電磁感應が實質的には及ばないとすれば、内部の影響に依る磁氣ポテンシャルは $i+1$ の層で零となるべきであるから

$$S_{i+1}^{(i+1)} = 0 \quad (24)$$

となる。従つて

$$S_{i+1}^{(i)} = -\frac{C_{i+1}}{D_{i+1}} \quad (25)$$

の式が成立する。

先づ週期變化を考へて見る。この時最も外側の境界では

$$\frac{I_0}{E_0} = \xi_1^{2n+1} \frac{n}{n+1} \left[1 - \frac{2n+1}{M_1^{(1)}} \left\{ 1 + \frac{n}{M_1^{(1)}} \cdot \frac{1+S_1^{(1)}}{1-S_1^{(1)}} \right\}^{-1} \right] \quad (26)$$

となる。若し $|kr|$ が 100 よりも大きい様な場合は n がさ程大きくなければ

$$\frac{I_0}{E_0} = \xi_1^{2n+1} \frac{n}{n+1} \quad (27)$$

となる。即ちこの場合は地殻を一樣な導體と見做す事が出来るのであつて、而も $\frac{I_0}{E_0}$ は常に實數となるから内部磁場は外部磁場に對し位相の遅れを來さない。之は $|kr| > 100$ 即ち

$x\mu = 10^{-14}$ なら 30 秒以下の週期

10^{-13} " 15 分 "

10^{-12} " 1 間時 "

10^{-11} " 12 時間 "

を取扱ふ場合で非常に週期の短い現象の場合であるから當然首肯される事である。

この場合の磁力の鉛直成分は

$$Z_{\text{ext}} = -\frac{\partial Q_n}{\partial r} = -nE_0P_n^pe^{i\alpha t},$$

$$Z_{\text{int}} = -\frac{\partial Q_{-n-1}}{\partial r} = (n+1)I_0P_n^pe^{i\alpha t}$$

となるから

$$\frac{Z_{\text{int}}}{Z_{\text{ext}}} = -\frac{n+1}{n} \frac{I_0}{E_0} = -\xi_1^{2n+1} \quad (28)$$

となり、内部磁場による鉛直成分と外部磁場による鉛直成分とは反對方向をとりその絶対値は殆ん

ど等しくなつてゐる事が分る。即ちかゝる早い週期變化に對しては鉛直成分はこの變化の爲めに大して影響を蒙らない事が結論される。この様な現象が『デリンシャー現象』の時に經驗されるが、此の點に關しては後報で論議する事とする。

若しも $\frac{n}{M}$ が省略出来ない様な變化の場合には (26) 式を使はなければならないので、 $S_1^{(1)}$ を變形する必要がある。

$$\gamma_i = \frac{S_i^{(1)}}{S_{i+1}^{(1)}} = \frac{\frac{1}{\xi_i^{2n+1}} \frac{R_{-n-1}^{(1)}(\xi_i)}{R_n^{(1)}(\xi_i)}}{\frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{-n-1}^{(1)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(1)}(\xi_{i+1})}} \quad (29)$$

を用ひると次の様になる。

$$S_1^{(1)} = \gamma_1(-1) \frac{C_2 + D_2 \gamma_2(-1) \frac{C_3 + D_3 \gamma_3(-1) \frac{\dots}{\dots}}{D_3' + C_3' \gamma_3(-1) \frac{\dots}{\dots}}}{D_2' + C_2' \gamma_2(-1) \frac{C_3 + D_3 \gamma_3(-1) \frac{\dots}{\dots}}{D_3' + C_3' \gamma_3(-1) \frac{\dots}{\dots}}} \quad (30)$$

但し $\gamma_i S_{i+1}^{(1)}$ の項まで續く。

この γ_i を計算して見ると

$$\gamma_i = e^{-2\beta l(\xi_i - \xi_{i+1})a(1+l)} \quad (31)$$

となり $\beta_i > 0, \xi_i > \xi_{i+1}$ で $(\xi_i - \xi_{i+1})a$ は層の厚さを表はすから厚い層があると γ_i は零に近づく事になる。即ち

地殻の中に厚い層があると、電磁感應はこの層を通して内部に進まない事が推論出来る。

この判定は

$$3 \times 10^{18} \cdot x\mu \left(\frac{d}{a} \right)^2 \geq T \quad (32)$$

なる式で爲される。茲に d は厚さである。即ち

$\frac{d}{a}$	$x\mu = 10^{-14}$	10^{-13}	10^{-12}	10^{-11}
0.5	2 時間	最大週期	1 週	2 月
0.4	1.3 時	20 時間	5 日	1.5 月
0.3	1 時	12 時	4 日	1 月
0.2	30 分	10 時	2 日	2 週
0.1	5 分	1 時	10 時	4 日
0.05	2 分	10 分	2 時	20 時

の範圍のものならばよい事になる。従つて若し最も外側の層が厚くて週期も上記の表に適合するものであれば、

$$\frac{I_0}{E_0} = \xi_1 \frac{2n+1}{n+1} \left\{ 1 - \frac{2n+1}{M_1^{(1)} + n} \right\} \quad (33)$$

となつて、地球を一樣な導體球と考へてよいのであつて内部の電磁的性質は問題にならない事になる。

其他種々の場合に就き浸透の問題を吟味出来るが茲には省略する。

次に非週期變化を取扱つて見る。この場合は γ が前と異り

$$\gamma_i = e^{-i2\sqrt{2}\beta_i(\xi_i - \xi_{i+1})a} \quad (34)$$

となつて層の厚さ其他に依つて之が零になる事はないので、この項は電磁感應の浸透を妨げる役割を演じない。従つて地殻を一樣と見てよい様な取扱ひの出来るのは極く特別の場合であつて、一般の場合は非週期變化の取扱ひは複雑になる。

7. 結 び

この論文は地球内部への電磁感應の理論的取扱ひの一部に過ぎないが、更に地電流其他の問題も取扱つて行くつもりである。この取扱ひから分る通り週期變化の週期、傳導度、誘磁率、地殻の半徑等が式の中に入つて來てゐるので、餘程注意して取扱はないといけない事が分る。特に海洋と内陸とは傳導度が著しく異なるのでこの種の問題の完全な論議は殆んど不可能かも知れない。

いづれ更に理論と實際との取扱ひを爲してから全體の結論に達し度いと思ふので、こゝには中間報告のつもりで結びらしいものはせない事にする。

(昭和 14 年 1 月中央氣象臺沖繩支臺に於て)

要 報

高低氣壓の運動に關する岡田の法則の理論 (第一報)*

山 田 直 勝

§1. 緒 言

「空氣中に二つの渦が存在する時、若し夫等が互に同じセンスを有する場合は相索引するが如き見え、若し異なるセンスを有する時は相反撥するが如き傾向を有する。」といふ高低氣壓に關する所謂岡田の法則は、約 40 年前岡田臺長先生に依つて發表せられたもので、天氣圖上より統計的に歸納された法則である。現今では渦卷の特性を最も簡明に記述せる法則として何人も

疑を入れる餘地は無いが、當時の物理、氣象學界には相當に大きな宿題であつた。其後藤原先生に依つて擴張、具體化されるに及んで、それが天氣豫報上に於ける實際的重要性から、この法則を究明すべく幾多の理論的、實驗的研究がなされた。岡田の法則が發表せられて既に 40 年に垂とするけれども、之の理論的證明は今だに完全の域に達してはゐない。筆者は流體力學的に之が證明を試み、少くとも證明の一方法として考

* N. Yamada: Theoretical Investigation of the Okada's Law (1st Paper).