氣 象 集 誌

第 二 輯 第 十 六 卷 第 十 一 號

論 文

デ リ ン ジ ャ ー 現 象 と 地 球 磁 場 に 就 いて*

平 山 操

§ 1. 緒 言

デリンジャー現象と地球磁場の關係に就いては今道技師の發表あり、又其の後 A. G. McNish の調査があり、何れも其等の方法及び結果は著者と本質的に大差ないものであるが、著者の電離度の變化の推算は今道技師のそれと稍異り、又電離度の變化に依る磁場の計算は日蝕の際の磁場の變化にも適用されるものであるから、以下に敢へて紙面の一部を汚す次第である。

短波通信の障害を及す所謂デリンジャー現象に就いては、無線電信或は地球磁氣方面に異常な興味を惹起し、其の際に於ける電離層の状態或は磁場の變化に關する調査が盛に行はれてゐる。其の原因については太陽黒點の爆發の際、放出される紫外線或は微粒子が増大する結果、電離層の電子密度を増加して短波を吸収して其の通信を不能ならしめ、一方この電子密度の變化が地球電磁場に擾亂を起さしめるものと一般に考へられてゐる。

著者は斯る現象の際の磁場を調査し、如何なる場合に變化が起るかを確認、これを平常な日變化磁場と比較し、全電導度の變化を推算し、之を計算の結果と照合し、更に之等の調査より日變化理論の検討を加へたものである。

§ 2. 磁場の變化 (D_e)

1935 及び 36 年に我が國に起つた通信障害の總てに對し、其の際の磁場の變化の有無を調査した結果を第 1 表に示す。表中の無線障害の材料は主として小關勇氏⁽¹⁾に、一部は樺太廳逓信課川島清明氏に依る。

第 1 表により見るに、電離層の擾亂が歐・米と思はれる如き時刻に於ける磁場の變化は全くないか、或は擾亂中か又は其の前後に類似の變化が錯雜して不明と看做さざるを得ない場合が殆ど全部であるが、其の中に障害と同時に或は其の前後に灣型變化を見た例が二、三あるが、これが事實か

* M. Hirayama: On Dellinger's Phenomena and the Earth's Magnetic Field.
中央氣象臺彙報。

(1) 電信電話學會雜誌。昭和 11 年 10 月。

第 1 表 (其の一)

通 信 障 害			磁 場 の 状 態		
年 月 日	時 刻	對 局	時 刻	磁場の變化	備 考
1935 1 16	15 30—16 00	歐		なし	擾亂中なる故不確
25	20 40—21 40	〃		不明	
2 13	20 30—21 30	〃		急減	
15	4 30—5 20	米		不明	
21	21 45—22 05	歐		なし	第 2 表
26	23 20—23 40	〃		なし	
3 13	23 30—24 00	〃		なし	
20	10 50—11 03	極東	10 45—11 00		
7 6	23 10—23 20	歐		なし	類似の變化この前爲にあり 擾亂中
9 26	1 45—2 20	〃		なし	
10 9	22 40—23 20	〃	23 16—23 19	-1.6 (H)	
24	23 00—24 00	〃		不明	
11 20	21 00—21 50	〃	20 45—22 00	positive bay (H)	第 2 表
21	20 55—21 30	〃	20 15—21 30	positive bay (H)	
12 3	19 30—20 30	〃			
6	10 30—10 50	米	10 27—10 57	-7.6 (H)	
1936 1 10	20 30—20 50	歐		γ 缺測	第 2 表
11	21 30—22 20	〃		不明	
14	21 00—21 30	〃		なし	
15	21 30—21 50	〃		なし	
2 6	22 00—22 30	〃	22 18—22 51	positive bay (H)	擾亂中
8	10 55—11 35	米	10 53—11 10		
3 10	14 30—15 10	南洋		γ 缺測	
20	19 15—19 30	歐		不明	
21	20 40—21 20	〃		なし	第 2 表
23	20 00—20 45	〃	19 48—20 48	negative bay (D)	
27	18 30—19 40	〃		なし	
4 1	18 30—19 00	〃		なし	
2	13 00—13 15	歐・米	13 00—13 15		小擾亂中
7	10 00—10 10	米	10 05—10 19	-3.2 (H)	
9	1 45—2 05	〃		不明	
25	22 48—23 30	歐	22 43—23 00	-2.0 (H)	
30	19 30—20 00	〃		なし	第 2 表
5 15	14 45—15 20	歐・極東		不明	
25	21 25—22 20	歐		なし	
5 27	12 55—13 10	極東・歐	12 40—13 17	3.9 (H)	
28	12 40—13 57	極東・歐南洋	12 40—14 03	5.5 (H)	擾亂中
	16 25—16 56	極東・歐南洋	16 25—16 50		
	23 05—23 30	歐		なし	
29	2 58—3 30	〃	2 05—3 00	positive bay (H)	
29	19 15—19 40	〃		不明	脈狀變化多し、不確 小擾亂中
6 3	9 15—10 25	極東・歐	9 44—9 53	-0.5 (D)	
4	1 35—1 50	歐・米間		不明	
	13 40—14 00	極東・歐	13 36—13 50	1.8 (H) 1.1 (D)	
	20 55—21 05	歐		不明	脈動變化多し H 減少の傾向あり
5	11 32—11 53	歐・極東	11 31—11 56	-5.1 (H), 0.9 (D)	
9	10 32—10 50	極東		不明	
11	5 55—6 20	米	5 56—6 22	5.8 (H), -0.9 (D)	
	15 18—16 00	歐・極東		不明	脈狀變化多し 同 上
	21 30—21 50	歐・歐米間		不明	
17	16 23—17 30	歐	16 33—17 30	-6.6 (H)	
19	18 08—18 25	〃		不明	
7 1	10 30—11 00	極東		なし	小擾亂中にして不確 擾亂中
7	11 15—11 25	歐		不明	
10	9 21—9 30	米		不明	
15	14 05—14 20	極東・歐	14 05—14 18	缺測	
					第 2 表

又は偶然の一致かは將來に俟たねばならないが、兎も角注目される所であらう。次に障害が對歐 對米等に同時に起つた場合の如く、電離層の擾亂が本邦を中心として或は本邦の近くにあつたと思惟される場合に於ては殆ど例外なく磁場の變化が認められ、その方向は時刻により異り平常の日變化磁場(Ω_0)と一致し

てゐる。これは今道技師の調査及び A. G. McNish⁽¹⁾の電流圖の示す所と勿論同一である。

D_e 磁場と Ω_0 を比較することは極め

て興味あることであるが、元來 Ω_0 單獨には表れないで、長、短種々の擾亂が重疊してゐるので、日々の記録から Ω_0 を検出することは甚だ困難である爲、 Ω_0 と D_e との比較も亦容易ではない。殊に周知の如く、デリンジャー現象は太陽面の活動中、或は旺盛ならんとする時に多いことは益々この比較を困難ならしめる。故に比較的靜穩な日に就いてのみ D_e/Ω_0 を求めた結果を第 2 表に示す。 Ω_0 は D_e が無いものと考へた場合に於ける D_e の最大なる時刻の値と當日の平均値(前、後日の零時の値が異なるときはその補正をする)との差を以つて表した。記象紙の讀取の誤差を 0.2 耗とすると、これに對應する三要素の値は夫々 $H=0.3-0.4$, $D=0.2$, $V=0.7-0.8$ であり、これ以下の變化については其の比を求めないことにする。

第 2 表

年 月 日	時 刻	水 平 分 力			西 偏 角			鉛 直 分 力		
		H_0	ΔH	比	D_0	ΔD	比	V_0	ΔV	比
1935 3 20	10 45—11 00	-40.1	-8.4	0.2	0.5	-0.2		-7.2	0.	
1936 2 8	10 53—11 10	-20.0	-13.7	0.7	0.7	0.4	0.6	2.9	1.3	0.4
4 2	13 00—13 15	-14.6	-7.7	0.5	3.6	0.6	0.2	-1.2	—	
5 23	16 25—16 50	12.2	6.6	0.5	1.9	0.7	0.4	1.5	0.	
7 15	14 05—14 18	11.4	5.9	0.5	5.6	1.4	0.3	-2.2	-1.0	0.5
9 4	10 50—11 20	-39.1	-15.1	0.4	2.3	0.5	0.2	-7.5	-2.7	0.4
11 7	12 32—13 18	-9.7	-7.0	0.7	1.2	0.8	0.7	-0.9	-0.	
25	13 30—14 00	-3.1	-2.1	0.7	1.5	1.1	0.7	-3.4	-1.3	0.4
27	13 08—13 18	-5.0	-2.8	0.6	1.0	0.6	0.6	-0.3	-0.	
30	12 16—12 29	-23.9	-5.5	0.2	1.8	0.9	0.5	-1.3	-0.	
平 均				0.50			0.47			

この表を見るに D_e/Ω_0 は平均値を考へるときは H と D は略々等しく、 V は値を求められない場合が多いが H 及び D に比し小なりと考へるのが妥當に思はれる。(實際多くの場合記象紙を

(1) Terr. Mag. Vol. 42, No. 2.

見ても變化の認め難い場合が多い). 個々の例については D_e/Ω_0 は各要素により相當な懸隔があるが, D 及び V , 殊に V は其の變化が小なる爲, 僅かの讀取り差も比の値に大なる相違 (0.1 耗により 0.1 以上に達することも少くない) を來すを以つて, H よりの値と直接比較することは無理であらう. 今道技師の求められた値の大なるものは 2 に及ぶものあり, 著者とは非常な差異で, 一見奇異の感を起さしめるが, 同技師の Ω_0 は前後數日間の平均を以つてしたことによるのであらう. 元來日變化は振幅或は其の形は日によりて異り, 一, 二時間の位相差のあること頻々であり, 其の上 D_e の起る時刻は主に變化の最も大なる所であり, 殊に Ω_0 の零に近い時刻に於ては少しの位相のズレにより Ω_0 は可成りの差を生じ, 従つて D_e/Ω_0 の喰違も當然であらう.

§ 3. 電離度の變化による磁場の變化

電子密度の變化に伴ふ磁場の變化はドリフトカーレント説及び反磁性説に依れば, 兩者は比例するを以つて, 以下に於ては専らダイナモ説による磁場を考へる.

磁媒恒数を 1 とし, 且つ静電場は磁場は無關係なるを以つて之を無視すると (單位はすべて電磁單位とす) ベクトルポテンシアル A は

$$\nabla^2 A - 4\pi\sigma \frac{\partial A}{\partial t} = -4\pi\sigma[v \cdot B] \dots\dots\dots(1)$$

$$H = \text{rot } A, \quad E = -\frac{\partial A}{\partial t} \dots\dots\dots(2), (3)$$

こゝに v は大氣振動による空氣の速度である. 今 A 及び $\sigma[v \cdot B]$ の成分を次の如く書く.

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

$$\sigma_0[v \cdot B]_r = 0, \quad \sigma_0[v \cdot B]_\theta = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \phi_0}{\partial \varphi}, \quad \sigma_0[v \cdot B]_\varphi = -\frac{\partial \phi_0}{\partial \theta} \dots\dots\dots(5)$$

$$u = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n_s=0}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} u_{ns} P_{ns}(\cos \gamma) e^{im(\varphi+t)+is\varphi} \dots\dots\dots(6)$$

$$\phi_0 = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \phi_{0n}^m P_n^m(\mu) e^{im(\varphi+t)} \dots\dots\dots(7)$$

電離度の増減による傳導率の變化は一般に (r, θ, φ, t) の函數であるが, 以下 r については厚さ d の平均を考へ, 且つ t の原點を變化の中心にとり, 原點に關し對稱であると看做すと, ($\frac{2\pi}{p}$ を基本週期とす).

$$\sigma = \sum_{r=-\infty}^{\infty} \sigma_r e^{ir\varphi} \dots\dots\dots(8)$$

但し $\sigma_r = \sigma_{-r}(\theta, \varphi)$, $\sigma_0 = \text{常數}$ とす.

(4) より (8) までの式を (1) に代入し $e^{ip\varphi}$ の同輩の項を比較し,

$$\sum_{s=0}^{\infty} \nabla^2 u_s P_{n_s}(\cos \gamma) = -4\pi \frac{\sigma_s}{\sigma_0} \phi_0 + \sum_{n_s=r-0}^{\infty} 4\pi i \{m+(s-r)p\} \sigma_r^{n_s} r p_{n_s-r}(\cos \gamma) \cdots \cdots (9)$$

(9) に於て s を有限項までとるときは同数の方程式が得られ、従つて問題は解決される筈であるが、一般に σ が常数でないときは容易でない。今次の如く解かれたものとする。

$$u = \sum_{n_s=0}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{B_s f_s(r) + C_s g_s(r) + M_s\} P_{n_s}(\cos \gamma) e^{im(\varphi+t) + ispt} \cdots \cdots (10)$$

こゝに M_s は (9) の特解を表す。而るときは磁場は容易に

$$H_r = \frac{n(n+1)}{r} u, \quad H_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (ru)}{\partial r \partial \theta} \cdots \cdots (11)$$

地核と電離層の間にてはポテンシアル Ω' を有すが、この電離層に於ける磁場の變化は地球内部に二次磁場を誘起する爲、内外兩磁場より成る。

$$\Omega' = \int_s \psi_e d\omega + \int_s \psi_i d\omega \cdots \cdots (12)$$

但し ψ_e, ψ_i は夫々外部及び内部の流線函数 $d\omega$ は立體角の素片にして積分は電離層及び地核の擾乱部 S 全體に亙るものである。もし ψ_e 或は ψ_i が表面球函数に展開されて居り、積分範圍を全球面に及ぼせるときは

$$\psi_e = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{n_s=0}^{\infty} \psi_{e,s} P_{n_s}(\cos \gamma) e^{im(\varphi+t) + ispt} \cdots \cdots (13)$$

$$\Omega' = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{n_s=0}^{\infty} \frac{4\pi}{2n_s+1} \left\{ -(n_s+1) \left(\frac{r}{b}\right)^{n_s} \psi_{e,s} + n_s \left(\frac{b}{r}\right)^{n_s+1} \psi_{i,s} \right\} P_{n_s}(\cos \gamma) e^{im(\varphi+t) + ispt} \quad (14)$$

電離層の下底 ($r=b$) に於ては B_r 及び H_θ が連続なるべき条件より

$$B_s f_s(b) + C_s g_s(b) + M_s(b) = \frac{4\pi}{2n_s+1} (\psi_{e,s} + \psi_{i,s}) \cdots \cdots (15)$$

$$B_s \left[r \frac{\partial f_s}{\partial r} + f_s \right]_{r=b} + C_s \left[r \frac{\partial g_s}{\partial r} + g_s \right]_{r=b} + \left[r \frac{\partial M_s}{\partial r} + M_s \right]_{r=b} = \frac{4}{2n_s+1} \{ (n_s+1) \psi_{e,s} - n_s \psi_{i,s} \} \cdots (16)$$

或は $\psi_{e,s}, \psi_{i,s}$ につき解けば

$$4\pi \psi_{e,s} = B_s \left[(n_s+1) f_s + r \frac{\partial f_s}{\partial r} \right]_{r=b} + C_s \left[(n_s+1) g_s + r \frac{\partial g_s}{\partial r} \right]_{r=b} + \left[(n_s+1) M_s + r \frac{\partial M_s}{\partial r} \right]_{r=b} \quad (17)$$

$$4\pi \psi_{i,s} = B_s \left[n_s f_s - r \frac{\partial f_s}{\partial r} \right]_{r=b} + C_s \left[n_s g_s - r \frac{\partial g_s}{\partial r} \right]_{r=b} + \left[n_s M_s - r \frac{\partial M_s}{\partial r} \right]_{r=b} \cdots \cdots (18)$$

又電離層の上面 ($r=b+d$) に於ける条件より同様な式を得るが、上部に於ては外部磁場は零であるから

$$B_s \left[(n_s+1) f_s + r \frac{\partial f_s}{\partial r} \right]_{r=b+d} + C_s \left[(n_s+1) g_s + r \frac{\partial g_s}{\partial r} \right]_{r=b+d} + \left[(n_s+1) M_s + r \frac{\partial M_s}{\partial r} \right]_{r=b+d} = 0 \cdots (19)$$

今電離層の厚さ d は b に比し甚だ小にして $f(b+d)=f(b)+df'(b)$ として差支へないものとする、

$$4\pi\psi_{e,s} = -d \left[\left\{ (n_s+2) \frac{\partial f_s}{\partial r} + r \frac{\partial^2 f_s}{\partial r^2} \right\} B_s + \left\{ (n_s+2) \frac{\partial g_s}{\partial r} + r \frac{\partial^2 g_s}{\partial r^2} \right\} C_s + \left\{ (n_s+2) \frac{\partial M_s}{\partial r} + r \frac{\partial^2 M_s}{\partial r^2} \right\} \right]_{r=b}, \quad (20)$$

次に内、外磁場に比 $\psi_{i,s}/\psi_{e,s}$ は地核と地殻の境界 ($r=c$) に於ける条件により決定されるもので、これに就いては S. Chapman⁽¹⁾に依ると、次の如く表されるが、以下に於ては既知なるものとし、

$$-\alpha_{n_s}^s \equiv \psi_{i,s}/\psi_{e,s} = \left(\frac{c}{b} \right)^{2n_s+1} \left(1 - \frac{R_{n_s}}{R_{n_s-1}} \right)_{r=c} \dots \dots \dots (21)$$

$$\frac{R_{n_s-1}}{R_{n_s}} = \frac{k_s r}{2n_s+1} \left\{ 1 + \frac{n_s}{k_s r} + \frac{n_s(n_s+1)}{2k_s^2 r^2} + \frac{n_s(n_s+1)}{2k_s^3 r^3} + \dots \right\} \dots \dots \dots (22)$$

但し $k_s^2 = 4\pi\sigma_{e,s}p$ (σ_e = 地核の傳導率) である。(17), (18) (20), 及び (21) より $\frac{\partial^2 f_s}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial f_s}{\partial r} - \left(\frac{n_s(n_s+1)}{r^2} + 4\pi\sigma_{e,s}p \right) f_s = 0$ 及び $\frac{\partial^2 M_s}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial M_s}{\partial r} - \frac{n_s(n_s+1)}{r^2} M_s = -X_s$ なることに注意し B_s, C_s を消去すると、

$$\psi_{e,s} = b d \bar{X}_s, \quad (u_s)_{r=b} = \frac{4\tau}{2n_s+1} (1 + \alpha_{n_s}^s) b d \bar{X}_s \dots \dots \dots (23), (24)$$

ここに X_s は (9) の右邊を簡単に書いたもので

$$X_s = \sum_{n_s=0}^{\infty} \bar{X}_s P_{n_s}(\cos \gamma) = \left\{ \sigma_s \phi_0 - \sum_{n_s=0}^{\infty} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{4\pi b d i \{m+(s-r)p\}}{2n_s+1} (1 + \alpha_{n_s-r}^s) \bar{X}_{s-r} P_{n_s-r}(\cos \gamma) \right\} \quad (25)$$

而るに X_{s-r} が一の表面球函数にて表されるか、或は然らざる場合に於ても $P \gg m$ なるときは

(22) に於て $k_s r$ が大となり、 $1 + \alpha_{n_s}^s = (2n_s+1) \frac{h}{b}$ ($h=b-c$) と出来るを以て、

$$X_s = \left\{ \frac{\sigma_s}{\sigma_0} \phi_0 - \sum_{r=-\infty}^{\infty} \kappa_r^{s-r} X_{s-r} \right\} \dots \dots \dots (26)$$

$$\kappa_r^{s-r} \equiv \frac{4\pi b d i \{m+(s-r)p\}}{2n_{s-r}+1} (1 + \alpha_{n_{s-r}}^{s-r}), \quad \kappa_0^0 \equiv \kappa_n^m = \frac{4\pi b d i m (1 + \alpha_n^m)}{2n+1} \dots \dots \dots (27)$$

(26) に於て $\kappa_r^{s-r} < 1$ なるときは X_{s-r} を順次繰返すことにより X_s を ϕ_0 にて表すことが出来る。⁽²⁾

今 $\sigma d = 5 \cdot 16^{-6} \text{e.m.u.}$; $\frac{2\pi}{p} = 30$ 分とすると n_s が 2, 3 位のときは κ_r^{s-r} は 0.76 程度であり、それより漸次 n_s が大となり $\frac{86400}{p}$ に近づけば、 κ は日變化の場合の値 (0.36 位) に接近し、常に 1 より小なりと考へられる。⁽³⁾

$$X_s = \frac{\phi_0}{\sigma_0} \left[\sigma_s - \sum_{r_1=-\infty}^{\infty} \kappa_{r_1}^{s-r_1} \sigma_{s-r_1} + \sum_{r_1=-\infty}^{\infty} \sum_{r_2=-\infty}^{\infty} \kappa_{r_1}^{s-r_1} \kappa_{r_2}^{s-r_1-r_2} \sigma_{s-r_1-r_2} - \dots \right] \dots \dots \dots (28)$$

(1) Trans. Cambridge Phil. Soc. 22, Nr. 25, 463, 1922.

(2) 一般の場合に就いては近く日變化論に於て論ずる。

(3) 日變化論の内部磁場を考慮したる位相の遅れ ϵ' は、 $\tan \epsilon' = \kappa_n^m$ より計算したる値なり。氣象集誌 第 2 輯, 第 16 卷, 第 4 號, p. 115.

依つて

$$\begin{aligned} Q' = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{n_s=0}^{\infty} b d P_{n_s}(\cos \gamma) e^{im(\varphi+t)+is\varphi t} \left\{ -(n_s+1) \left(\frac{r}{b} \right)^{n_s} + \alpha_{n_s}^s n_s \left(\frac{b}{r} \right)^{n_s+1} \right\} \\ \times \int_S X_s P_s(\cos \gamma) \sin \theta d\theta d\varphi \dots\dots\dots (29) \end{aligned}$$

$$Q_0 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{4\pi b d}{2n+1} \left\{ -(n+1) \left(\frac{r}{b} \right)^n + \alpha_n^m n \left(\frac{b}{r} \right)^{n+1} \right\} \phi_{0,n}^m (1-\kappa_n^m) P_n^m(\mu) e^{im(\varphi+t)} \dots (30)$$

S の中央附近にては積分を $\int_0^{2\pi} \int_0^\pi$ として差支ない程其の範囲が高さに比して充分大なるときは (以下簡単の爲に S 内にては σ_r 常数なりと考へる)

$$\begin{aligned} Q' = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{4\pi b d}{2n+1} \left\{ -(n+1) \left(\frac{r}{b} \right)^n + \alpha_n^m n \left(\frac{b}{r} \right)^{n+1} \right\} \left[\sigma_s - \sum_{r_1=-\infty}^{\infty} \kappa_{r_1}^{s-r_1} \sigma_{s-r_1} + \dots \right] \\ \times \frac{\phi_{0,n}^m}{\sigma_0} P_n^m(\mu) e^{im(\varphi+t)+is\varphi t} \dots\dots\dots (31) \end{aligned}$$

又 S の邊緣、或は S の大きさが高さに比し充分大でないときは、積分學の平均値の定理を用ゐ、

$$\begin{aligned} Q' = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n_s=0}^{\infty} b d P_{n_s}(\cos \gamma) e^{im(\varphi+t)+is\varphi t} \left\{ -(n_s+1) \left(\frac{r}{b} \right)^{n_s} + \alpha_{n_s}^s n_s \left(\frac{b}{r} \right)^{n_s+1} \right\} \\ \times \left[\left\{ \sigma_s - \sum_{r_1=-\infty}^{\infty} \kappa_{r_1}^{s-r_1} \sigma_{s-r_1} + \dots \right\} \frac{\phi_0}{\sigma_0} \right]_m \int_S P_{n_s}(\cos \gamma) \sin \theta d\theta d\varphi \\ = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n_s=0}^{\infty} \frac{2\pi b d}{2n_s+1} P_{n_s}(\cos \gamma) e^{im(\varphi+t)+is\varphi t} \left\{ P_{n_s-1}(\cos \gamma_0) - P_{n_s+1}(\cos \gamma_0) \right\} \\ \times \left\{ -(n_s+1) \left(\frac{r}{b} \right)^{n_s} + \alpha_{n_s}^s n_s \left(\frac{b}{r} \right)^{n_s+1} \right\} \left[\left\{ \sigma_s - \sum_{r_1=-\infty}^{\infty} \kappa_{r_1}^{s-r_1} \sigma_{s-r_1} + \dots \right\} \frac{\phi_0}{\sigma_0} \right]_m \dots (32) \end{aligned}$$

但し $\left[\left\{ \sigma_s - \sum_{r_1=-\infty}^{\infty} \kappa_{r_1}^{s-r_1} \sigma_{s-r_1} + \dots \right\} \frac{\phi_0}{\sigma_0} \right]_m$ は適當な點の $[\ ]$ を表し、 γ_0 は S の中央より其の點に至る距離である。(32) は更に便利なる如く書換へることが出来る。立體角 ω は $\nabla^2 \omega = 0$ なるを以つて、

$$\omega = \sum_{n=0}^{\infty} \{ A_n r^n + B_n r^{-n-1} \} P_n(\cos \gamma) \dots\dots\dots (33)$$

A_n, B_n は積分常数である。今 $\theta=0$ を S の中心にとると (E は二點間の距離)、

$$\omega_{\theta=0} = 2\pi b^2 \frac{\partial}{\partial b} \int_0^{\gamma_0} \frac{1}{E} \sin \theta d\theta = 2\pi \sum_{n=0}^{\infty} \frac{-(n+1)}{2n+1} \left(\frac{r}{b} \right)^n \left\{ P_{n-1}(\cos \gamma_0) - P_{n+1}(\cos \gamma_0) \right\} \quad b > r.$$

故に
$$\omega_e = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{-2\pi(n+1)}{2n+1} \left(\frac{r}{b} \right)^n \{ P_{n-1}(\cos \gamma_0) - P_{n+1}(\cos \gamma_0) \} P_n(\cos \gamma) \quad b > r \dots\dots (34)$$

$b < r$ の場合も同様にして求められ、これを (32) と比較することにより ω_e は電離層の擾亂部 S_e 、 ω_i は地核の擾亂部 S_i を見る立體角とすれば、

$$\Omega' = \sum_{s=-\infty}^{\infty} (\omega_e + \alpha_n s \omega_i) \left[\left\{ \sigma_s - \sum_{r_1=-\infty}^{\infty} \kappa_{r_1} s^{-r_1} \sigma_{s-r_1} + \dots \right\} \frac{\phi_s}{\sigma_0} \right]_m \dots \dots \dots (35)$$

この式により擾亂部 s より遠ざかると磁場は急激に減少することが分る。

日蝕の際の磁場の變化に就いて, S. Chapman⁽¹⁾ は直線電流の一部に傳導度の變化ありたるものとして計算したるも, 之は赤道附近には適用し得るが, それより遠ざかるに従ひ不適當となる. 然し (35) は $[\ ]_m$ を適當に取ることにより任意の點に應用し得るであらう. 之に依り擾亂磁場の X , Y 成分は其の區域内の Ω_0 の X 或は Y 成分の平均値, 其の部分を見る立體角及び傳導度の變化の割合を知れば決定される.

§4. 電導度の推定

以下に於ては簡単に $\sigma = \sigma_1 = \cos pt$ (斯く置くときは今までの σ_1 は以下の σ_1 の 1/2) となる. 一項にして且つ (31) が適用されるものとし, κ の四乗以上を省略すると (Ω' と Ω_0 は全然別々に存在し得るを以つて一般に兩者の厚さは異なるものとし夫々 d, d_0 とする).

$$\frac{\Omega'_1}{\Omega_0} = \frac{\sigma_1 d}{2d_0 \sigma_0 (1 + \kappa_0^2)} \frac{(n+1) - n\alpha_n^p \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}}{(n+1) - n\alpha_n^m \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}} \{1 - \kappa_0^{-1} + \kappa_0^{-2} - \kappa_0^{-1}(\kappa_0^{-1} + 8\kappa_{-1}^{-1}\kappa_1^{-1})\} e^{i\epsilon_1} \dots \dots (36)$$

$$\frac{\Omega'_{-1}}{\Omega_0} = \frac{d\sigma_{-1}}{2d_0 \sigma_0 (1 + \kappa_0^2)} \frac{(n+1) - n\alpha_n^{-p} \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}}{(n+1) - n\alpha_n^m \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}} \{1 - \kappa_0^{-1} + \kappa_0^{-2} - \kappa_0^{-1}(\kappa_0^{-1} + 8\kappa_{-1}^{-1}\kappa_{-1}^{-1})\} e^{i\epsilon_2} \dots (37)$$

$\alpha_n^p \equiv \alpha_n^{-p}$ であるから (36), (37) を合成すると,

$$\frac{\Omega'_1}{\Omega_0} = \frac{d\sigma_1}{d_0 \sigma_0} \frac{(n+1) - n\alpha_n^p \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}}{(n+1) - n\alpha_n^m \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}} \frac{\left\{1 - (L_0^2 + L_1^2) - L_0^4 - 3L_0^2 L_1^2 + \frac{1}{4} L_1^4\right\}^{\frac{1}{2}}}{1 + L_0^2} \cos(pt - \epsilon_1) \dots (38)$$

$$\tan \epsilon_1 = \frac{L_0^4 \{1 - (L_0^2 + 2L_1^2)\}}{1 - \left(L_0^2 + \frac{1}{2} L_1^2\right)} \dots \dots \dots (39)$$

但し $L_0^1 = i\kappa_0^1$ 等を表す 同様にして

$$\frac{\Omega'_0}{\Omega_0} = \frac{\sigma_1 d}{\sigma_0 d_0 (1 + L_0^2)} \frac{L_1^1 (n+1) - n\alpha_n^{2p} \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}}{(n+1) - n\alpha_n^m \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}} \{1 + 3L_0^2 - 4L_1^2\}^{\frac{1}{2}} \cos(2pt + \epsilon_2) \dots \dots \dots (40)$$

$$\tan \epsilon_2 = \frac{1 - (3L_0^2 + 2L_1^2)}{3L_0^1} \dots \dots \dots (41)$$

(1) Terr. Mag. 38, p. 175.

S. Chapman に依れば $\frac{n}{n+1} \alpha_n^m \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1} = -0.25$ (位相差に關係する虚數部分は小なるを以つて省略する), $\frac{n}{n+1} \alpha_n^p \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1} = -\frac{n}{n+1} \left(\frac{c}{a}\right)^{2n+1} = -0.54$, $L_0^0 = 0.37$ であるから,

$$\frac{1}{(1+L_0^0)(n+1)-n\alpha_n^m \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}} = 0.92 \dots \dots \dots (42)$$

而るとき傳導度の變化の割合 $\frac{\sigma_1 d}{\sigma_0 d_0}$ は D_e/Ω_0 と $Q \equiv \{1 - (L_0^2 + L_1^2) - L_0^4 - 3L_0^2 L_1^2 + \frac{1}{4} L_1^4\}^{\frac{1}{2}}$ により決定されるが, Q には S 部分の normal の σ_0 を含むを以つて, 擾亂の起る高さにより非常に異なる. もし E 層以下であれば σ_0 は小にして $Q \approx 1$ となり, L_1^2 は唯補正項に止り, 其の大きさは $\frac{2\pi}{p} = 30$ 分, $\frac{\sigma_1 d}{\sigma_0 d_0} = 0.5$ とすると 0.3 位の値である. 斯る場合に於ては $\frac{\sigma_1 d}{\sigma_0 d_0} \approx \frac{D_e}{\Omega_0}$ と考へられ, 磁場の比が直に全傳導度の比となる.

次に V_1/V_0 は同様にして

$$\frac{V_1}{V_0} = \frac{\sigma_1 d}{(1+L_0^0)\sigma_0 d_0} \frac{1 + \alpha_n^p \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}}{1 + \alpha_n^m \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}} \left\{ 1 - (L_0^2 + L_1^2) - L_0^4 - 3L_0^2 L_1^2 + \frac{1}{4} L_1^4 \right\} \cos(pt - \epsilon_1) \quad (43)$$

$$\frac{1}{(1+L_0^0)1 + \alpha_n^m \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}} = \begin{matrix} 0.30 & (n=2) \\ 0.38 & (n=3) \end{matrix} \dots \dots \dots (44)$$

故に (42) と比較し, v_1 は他の二要素に比し, 著しく小にして其の 0.4 位に過ぎない.

斯くの如くして今各要素より全傳導度の比を知りたりとするも, 之を電波の測定結果と比較する事は出来ないで, それが爲には層の高さを考へねばならない. 傳導度は電子密度 N と衝突回數 ν に關係し, 同じ N に對しても ν は高さにより減少するを以つて, 上層と下層に於ては著しく σ に差異を生ずるからである. 通信障害の起つた前後に於て, E 或は F には何等の變化の認められない事から, 電離の異常は E 層の下底或は其以下の層に起る⁽¹⁾と報告されてゐるが, 斯る低い層に於ては ν は非常に大なるが故に (Pederson に依れば 80 杆に於ける ν の値は 100 杆の値の約 10 倍に達す) 實測される程度の D_e を起す爲には, 實に驚くべき電子の増加がなければならぬ. 電子密度の増加を測定した例は未だ聞かないが, もし不十分であるならば, ν は E 層と大差ないものと考へなければならなく, 従つて ν に比例する氣壓の遞減も從來考へられてゐるより緩慢でなければならぬが, これ等に就いては將來の電波による測定に俟たねばならない.

(1) L. V. Berkner & H. W. Wells. Terr. Mag. Vol. 42, No. 3.

荒川大太郎: ラヂオの日本. 昭和 11 年 4 月 其の他.

§ 5. 日變化論の検討

今までは専ら電離の異常が日變化層に起ると考へたが、磁氣嵐の場合の如く微粒子の飛來或は永久磁場（外部磁場）内に於ける電離度の變化に依つても當然磁場が起り得るが、 D_e の如く時刻により反對方向の磁場を起すことの説明を與へることは不可能である。更に日變化層に起るとしても、ダイナモ説に従ふか他のドリフトカーレント説や反磁性説に従ふかによつて異り、後者の二説に依つては電離の増加は常に地表面に於ける磁場を減少せしめ、 D_e の説明には時刻による電子の増減の存在を、或は粒子の正負を假定しなければならない不都合が生ずる。

此等の諸點を考へるならば D_e の説明にはダイナモ説に依る考へが妥當であり、大氣振動が斯る高層に於ても存在することを確めるものである。これより日變化磁場は大氣振動に依つてのみ起るとは云へないとしても、少くも其の有力なることは確實であり或はダイナモ説は E 層に、他の二説は v の小なる高層に卓越する（即ち三者が共存する）かの何れかであらう。而して後者の存否の決定は必ずしも不可能ではなく、其の一方法として日蝕時の磁場が考へられる。日蝕はデリンジャー現象とは反對に E, F 層に於ける電子密度を減少せしめるが、ダイナモ説の行はれる下層に於ては時刻により其の磁場を異にするに反し、ドリフトカーレント等は常に磁場を増大せしめるを以つて、種々の時刻の日蝕磁場を比較するとき、ダイナモ説による磁場の外の磁場の有無を確めることが出来るであらう。

§ 6. 結 語

以上を要約すれば、

- 1) デリンジャー現象の際の磁場を調査し、障害の中心が本邦附近にありと考へられる場合には殆ど例外なく磁場の變化を見、其の方向は日變化磁場と一致すること、
- 2) 電子密度の變化による磁場を計算し、磁場の變化と傳導度との關係を明にし、
- 3) 障害が E 層以下に起る場合には D_e/Ω_e は全電導度に比例し、其の値を靜穩な日に就き求め 0.2-0.7 を得た。
- 4) この磁場は大氣振動に依つて充分に説明され、他の説にては不都合なることより、日變化磁場はダイナモ説が最も有力なることを確めた。

昭和 13 年 7 月 於豊原地磁氣觀測所