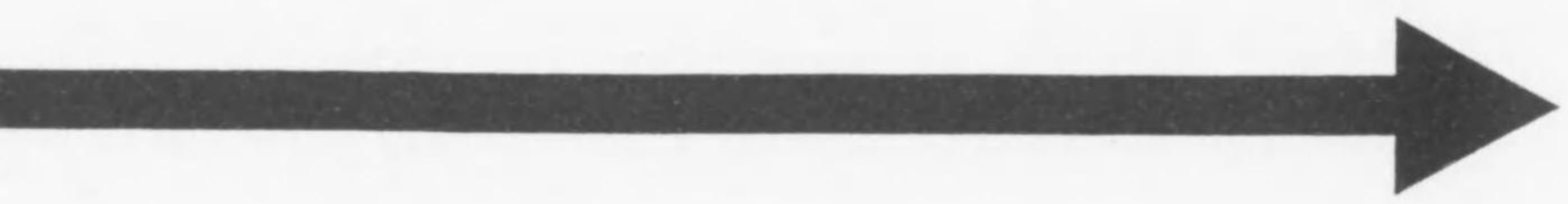




始



岩波講座
物理學及び化學

宇宙物理學 I. D.

地球磁氣學

岡田武松



岩波書店

宇宙物理學

I. D.

地球磁氣學

岡田武松

目 次

地球磁気學

第一章 地球磁力の絶對測定	頁 1
1. 地球磁力の要素	1
2. 水平分力測定の原理	2
3. 伏角測定の原理	10
4. 偏角測定の原理	12
5. 水平分力の電氣的測定法	16
6. 伏角の電氣的測定の原理	10
7. 偏角の電氣的測定	27
第二章 地球磁力の變化測定	22
8. 水平分力の變化測定	22
9. 垂直分力の變化測定	24
10. 偏角の變化測定	28
11. 自記装置	28
12. 寸法値	30
13. 基線値	33
第三章 地球の磁場	37
14. 常設地球磁氣觀測所	37
15. 地球磁氣測量	37
16. 地球磁氣配布圖	39
17. 全地球面の磁氣要素の配布	41

18. ガウスの地球磁気論	47
第四章 地球磁力の永年変化	61
19. 一地磁力の永年変化	61
20. 全地球上磁力の永年変化	63
21. 地球の磁極の移動	67
第五章 地球磁力の週期変化	69
22. 地球磁力の一月中の変化	69
23. ヴェクトルダイヤグラム	72
24. 地球磁力の一年中の変化	73
第六章 磁気嵐	74
25. 磁気嵐	74
26. 特性数	77
27. 磁気嵐の性質	79
28. 磁気嵐の進行速度	80
第七章 地球磁気の理論	81
29. 地球磁場の起原	81
30. 地球磁気一日中の変化の理論	88
31. 磁気嵐の理論	89

附 録 地 電 流

第一章 地電流の測定	93
1. 地電流	93
2. 地電流測定の原理	94
3. 地電流の實測の方法	95

4. 地電流實測の結果	96
第二章 地電流の変化の學說	97
5. 地電流一日中の変化の學說	97
6. 地電流の變動の學說	99

磁 気 探 礦

第一章 磁気探礦法の原理	100
1. 磁気探礦法の略史	100
2. 磁気探礦法の原理	101
3. 球狀礦床	103
4. 長圓筒狀礦床	104
第二章 測定器械とその用法	105
5. 偏差磁力計	105

$$X = H \cos D, \quad Y = H \sin D, \quad Z = H \tan I = F \sin I,$$

$$\tan I = \frac{Z}{\sqrt{X^2 + Y^2}}, \quad \tan D = \frac{Y}{X}.$$

今各分力の變化を見るに

$$\Delta X = \Delta H \cos D - \Delta D \cdot H \sin D, \quad \Delta H = \Delta F \cos I - \Delta I \cdot F \sin I,$$

$$\Delta Y = \Delta H \sin D + \Delta D \cdot H \cos D, \quad \Delta I = \frac{\Delta Z \cos I - \Delta H \sin I}{F},$$

$$\Delta Z = \Delta F \sin I + \Delta I \cdot F \cos I, \quad \Delta D = \frac{\Delta Y \cos D - \Delta X \sin D}{H}.$$

偏角は通例地理學上の子午線より測り度分を以て表はす、乃ち北より東へ、又は西へ幾度と云ふ風に表はす、伏角も度分を以て示す、水平分力や垂直分力はガンマ⁽¹⁾を單位として測る、之を γ と書く、尤もガウス⁽²⁾で示すこともある；是は C. G. S. 單位系に屬し、單位の磁極を磁場に置くときに 1 ダインの力で作用されるのを單位の磁力とし、之をガウスと稱し Γ と書き、 $10^{-9}\Gamma$ を γ とした。

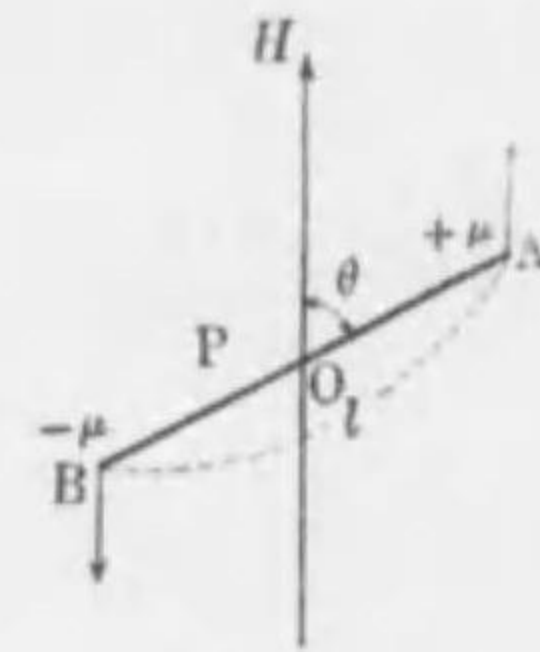
2. 水平分力測定の原理 地球磁場に於ける水平分力を測定する方法は振動實測⁽³⁾と偏位實測⁽⁴⁾の兩者からなる、今其原理を述べる、此方法以外に電氣的の測定法(第 5 節)も用ゐられてゐる。

(i) 振動實測では棒狀の磁石を絲又は水晶纖維で水平に吊り、之を少しく振動せしめて其週期を測る。今磁石の慣性能率を I 、地球磁力の水平分力を H 、磁石が靜止の位置からの傾を

⁽¹⁾ Gamma. ⁽²⁾ Gauss. ⁽³⁾ Vibration experiment.

⁽⁴⁾ Deflection experiment.

θ 、絲の捩れの常數⁽¹⁾を τ とする、又磁石の極の強さを μ で表はすと磁石の一極に作用する磁力の廻轉能率は $\mu H \sin \theta \cdot \frac{l}{2}$ であるから兩極ではその二倍乃ち $\mu l H \sin \theta$ となる。茲で磁石の能率⁽²⁾を M とすれば $M = \mu l$ だから上記の全廻轉能率は $MH \sin \theta$



第 2 圖

となる、但し l は兩磁極の距離を示す。磁石の振動の方程式は時間を t で表はすと次の通りになる：

$$I \frac{d^2 \theta}{dt^2} = -MH \sin \theta - \tau \theta.$$

振動の振幅が極く小さな範圍例へば 10° 以内であれば $\sin \theta \approx \theta$ として大なる誤を生じない、さうすると上式は

$$I \frac{d^2 \theta}{dt^2} + (\tau + MH) \theta = 0.$$

今上式に於て $k^2 = \frac{\tau + MH}{I}$ とおくときは

$$\frac{d^2 \theta}{dt^2} + k^2 \theta = 0.$$

此式の解は $\theta = Ae^{ikt} + Be^{-ikt}$ となる、さて磁石が子午線の方角にあつた時刻を時間を測る初めとすれば、 $t=0$ の時に $\theta=0$ になる、さうすると $A = -B$ となる。∴ $\theta = A(e^{ikt} - e^{-ikt})$ 、又 $t=0$ の時の磁力振動の角速度を ω とすると $\frac{d\theta}{dt} = \omega$ だから $A = \frac{\omega}{2ik}$ となる、依つて $\theta_0 = \frac{\omega}{k}$ とすれば、 $\theta = \theta_0 \sin(kt)$ 。磁石の一振動の週期を T_0 とすると

⁽¹⁾ Torsion constant. ⁽²⁾ Magnetic moment.

$$\theta = \theta_0 \sin(kt) \pm \theta_0 \sin\{k(t+T_0)\} = \theta_0 \sin(kt+2\pi),$$

此式から $kT_0 = 2\pi$, $T_0 = \frac{2\pi}{k}$, 故に $k^2 = \frac{MH+\tau}{I}$ だから

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{I}{MH+\tau}}$$

となる、實地に用ゐるには之に色々の補正を加へる必要がある。

(a) 振れの補正を求めるには吊絲の付け根を 90° 即ち $\frac{\pi}{2}$ だけ廻はす、さうすると磁石の方は α だけ傾いたとする、茲に α は弧度法で示す、 $(\frac{\pi}{2} - \alpha)$ は吊絲の振れであるから

$$\tau \left(\frac{\pi}{2} - \alpha \right) = MH\alpha,$$

$$\therefore \frac{4\pi^2 I}{T_0^2} = MH + \tau = MH \left(1 + \frac{\alpha}{\frac{\pi}{2} - \alpha} \right),$$

$$\therefore MH = \frac{4\pi^2 I}{T_0^2 \left(1 + \frac{\alpha}{\frac{\pi}{2} - \alpha} \right)}.$$

夫故に MH の正確な値を得るには測定した週期 T_0 に

$$\left(1 + \frac{\alpha}{\frac{\pi}{2} - \alpha} \right) \text{ をかければよろしい。}$$

(b) 振動の振幅は極く小さなものと假定したが實際の観測では相當大きいからその爲めの補正をする必要がある、 θ を振幅とし、観測した儘の週期を T とし、眞の週期を T_0 とすれば

$$T = T_0 \left[1 + \frac{1}{2^2} \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) + \frac{1 \cdot 3^2}{2^2 \cdot 4^2} \sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right) + \dots \right].$$

θ が小さい時は $T = T_0 \left[1 + \frac{\theta^2}{16} \right]$ として大差がない、夫故に $T_0 = T \left[1 - \frac{\theta^2}{16} \right]$ とし観測した儘の週期 T に $\left(1 - \frac{\theta^2}{16} \right)$ を乗じて眞の週期を求める。

(c) 磁石の磁力能率は温度が昇るときは減少する、 M を t° の時の能率とし、 M_0 を 0° の時の能率とすると、 $M = M_0(1-qt)$ の関係がある。元來振動を測定するときと偏位を實測するときと同温度であるならば、得た H の値は磁石の温度 t に関係が無いが、實際に於ては兩方の測定中磁石の温度は決して同一でない、例へば午前中に振動實測をし次に偏位實測するときには、通例は温度が昇るのは普通である、夫故に磁石の能率は通例 0° の時の値に引き直す、乃ち

$$M = M_0(1-qt)$$

とする。

(d) 地球の磁場に磁石を置くと、其能率 M は地球磁力の感應作用によつて、位置次第で異なつた値になる、此差異は磁場の強さに比例する、さうして磁石が磁場と同じ方向にあれば最も大きい、又磁場が零であれば差異は勿論零であるが、磁場が零でなくとも磁石が之と直角になつて居れば零になる。今磁場が零の時の磁石の能率を M_0 とすると磁場が H の時の能率 M は

$$M = M_0 + \mu H,$$

$$\therefore MH = M_0 H + \mu H^2 = M_0 H \left(1 + \mu \frac{H}{M_0} \right),$$

$$\therefore M_0 H = MH \left(1 - \mu \frac{H}{M_0} \right),$$

μ は磁気感應係数であつて、磁石の大きさと質で異なるが、同一の磁石では一定してゐる。

(e) 磁石は温度によつて伸縮するから、其慣性能率が異つて来る、例へば茲に長さ l で、半径 r の圓筒型の磁石があり、其中央を糸で吊り水平にしたときの慣性能率を I とすれば $I = m \left(\frac{l^2}{12} + \frac{r^2}{4} \right)$ である、今温度を t で示し、 $t = 0^\circ$ の時には $l = l_0$, $r = r_0$ とし、且つ磁石の質量を m とすると

$$I = m \left\{ \frac{l_0^2(1+\gamma t)^2}{12} + \frac{r_0^2(1+\gamma t)^2}{4} \right\}$$

$$= m \left\{ \frac{l_0^2(1+2\gamma t)}{12} + \frac{r_0^2(1+2\gamma t)}{4} \right\},$$

$$\therefore I = I_0(1+2\gamma t),$$

但し γ は磁石の温度膨脹係数を示す。

(f) T を測定するとき用ゐる時辰儀は日差が s 秒ありとする。若し是は進むのだとすれば時辰儀の示す1秒は實は

$$1 - \frac{s}{24 \times 60 \times 60} = 1 - \frac{s}{86400}$$

であるから、 T に之を乗じなければならない、又時辰儀が遅れるのだとすると T に $\left(1 + \frac{s}{86400} \right)$ を掛けなければならない。

以上6箇の補正を施すと

$$MH = \frac{M_0 H}{(1+qt)} \left(1 + \mu \frac{H}{M_0} \right)$$

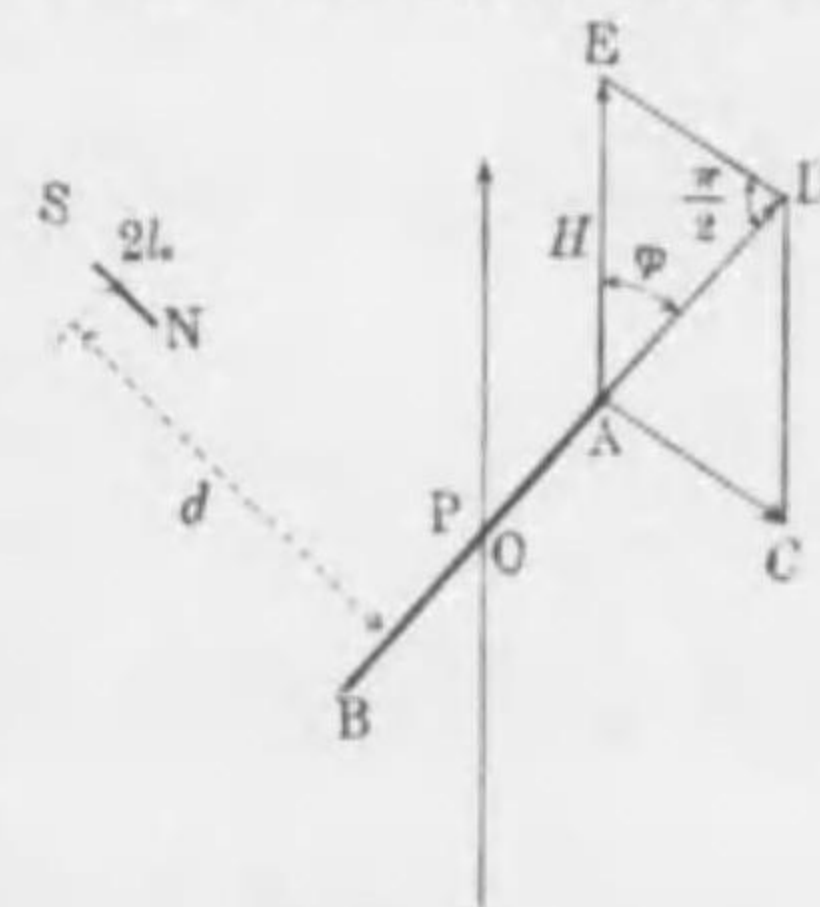
$$= \frac{4\pi^2 I_0 (1+2\gamma t)}{T^2 \left(1 - \frac{\theta^2}{16} \right)^2 \left(1 \pm \frac{s}{86400} \right)^2 \left(1 + \frac{\alpha}{\frac{\pi}{2} - \alpha} \right)},$$

$\therefore M_0 H$

$$= \frac{4\pi^2 I_0}{T_0^2 \left(1 + \frac{\alpha}{\frac{\pi}{2} - \alpha} \right) [1 - (q+2\gamma)t] \left(1 \pm \frac{2s}{86400} \right) \left(1 + \frac{\mu H}{M_0} \right) \left(1 - \frac{\theta^2}{16} \right)^2} \quad (A)$$

(ii) 偏位實測では通例正弦法⁽¹⁾と云ふのが用ゐられる、乃ち AB は水平に吊つた磁石であつて、之を偏位磁石⁽²⁾ などと云ふことがある、是をその儘吊り放しにして置き、前に振動實測に用ゐた磁石 NS をとり、AB の中央より

横に直角の位置に置くとする、此磁石を偏向磁石⁽³⁾ と云ふことがある。偕て AB は NS の爲めに偏向して互に直角を爲さなくなる、そこで全體を幾分か廻轉させると遂に AB と NS とが直角になる、その時の角を φ とする。磁石の極の強さを m とし、NS の長さを $2l_0$ とすると、N 極の爲めに P に起こる磁場の強さは $m:(d-l_0)^2$ 、又 S の爲めのは $m:(d+l_0)^2$ である、此兩磁場は同一の方向であるから合成した磁場は



第3圖

第3圖に於て $AE = H$, $DE = AC = \frac{2Md}{(d^2 - l_0^2)^2}$ であるから

$$\frac{m}{(d-l_0)^2} - \frac{m}{(d+l_0)^2} = \frac{4ml_0 d}{(d^2 - l_0^2)^2} = \frac{2Md}{(d^2 - l_0^2)^2}$$

$$H \sin \varphi = \frac{2Md}{(d^2 - l_0^2)^2}, \quad \therefore \frac{M}{H} = \frac{(d^2 - l_0^2)^2}{2d} \sin \varphi,$$

(1) Sine method. (2) Deflected magnet. (3) Deflecting magnet.

茲に l_0 は NS の兩極間の距離であるがその大きさは不明である、夫故に r_1 と r_2 と云ふ二つの距離に於て $\frac{M}{H}$ の近似値を観測し、之を $\left(\frac{M}{H}\right)_1$ と $\left(\frac{M}{H}\right)_2$ とする、

$$\begin{aligned} \frac{M}{H} &= \frac{(r_1^2 - l_0^2)^2}{2r_1} \sin \varphi_1 = \frac{r_1^4 \left(1 - \frac{l_0^2}{r_1^2}\right)^2}{2r_1} \sin \varphi_1 \\ &= \left(1 - \frac{l_0^2}{r_1^2}\right)^2 \frac{r_1^3}{2} \sin \varphi_1 = \left(1 - \frac{l_0^2}{r_1^2}\right)^2 \left(\frac{M}{H}\right)_1 \\ &= \left(\frac{M}{H}\right)_1 \left(1 - \frac{2l_0^2}{r_1^2} + \frac{l_0^4}{r_1^4}\right), \end{aligned}$$

$\frac{l_0^2}{r_1^2}$ は甚だ小さな数だから $\frac{l_0^4}{r_1^4}$ は當然之を省略して宜ろしい、そこで $L=2l_0$ とすると

$$\begin{aligned} \frac{M}{H} &= \left(\frac{M}{H}\right)_1 \left(1 - \frac{L^2}{2r_1^2}\right), \quad \frac{M}{H} = \left(\frac{M}{H}\right)_2 \left(1 - \frac{L^2}{2r_2^2}\right). \\ \therefore \left(\frac{M}{H}\right)_1 - \left(\frac{M}{H}\right)_2 \frac{L^2}{2r_1^2} &= \left(\frac{M}{H}\right)_2 - \left(\frac{M}{H}\right)_2 \frac{L^2}{2r_2^2}, \\ \therefore \frac{L^2}{2} &= \frac{\left(\frac{M}{H}\right)_1 - \left(\frac{M}{H}\right)_2}{\left(\frac{M}{H}\right)_1 \frac{1}{r_1^2} - \left(\frac{M}{H}\right)_2 \frac{1}{r_2^2}}. \end{aligned}$$

$\frac{L^2}{2} = P$ とし一つの常數とする、又 $A_1 = \left(\frac{M}{H}\right)_1$, $A_2 = \left(\frac{M}{H}\right)_2$ とすれば

$$P = \frac{A_1 - A_2}{\frac{A_1}{r_1^2} - \frac{A_2}{r_2^2}}, \quad \frac{M}{H} = \left(\frac{M}{H}\right)_1 \left(1 - \frac{P}{r_1^2}\right), \quad \left(\frac{M}{H}\right)_1 = \frac{M}{H} \left(1 + \frac{P}{r_1^2}\right).$$

偖て r_1 と r_2 の距離に於て偏位が φ_1 と φ_2 となつたとする然

るときは地球磁場の感應を考に入れれば

$$r_1^3 \sin \varphi_1 = \frac{2M}{H} \left(1 - \mu \frac{H}{M} \sin \varphi_1\right) \left(1 + \frac{P}{r_1^2}\right),$$

之を書き直すと

$$\begin{aligned} r_1^5 \sin \varphi_1 &= \frac{2M}{H} \left(1 - \frac{2\mu}{r_1^2}\right) (r_1^2 + P), \\ r_2^5 \sin \varphi_2 &= \frac{2M}{H} \left(1 - \frac{2\mu}{r_2^2}\right) (r_2^2 + P). \end{aligned}$$

差引くと

$$\begin{aligned} r_1^5 \sin \varphi_1 - r_2^5 \sin \varphi_2 &= \frac{2M}{H} (r_1^2 - r_2^2) \\ &\times \left\{1 + \frac{2\mu}{r_1 r_2 (r_1 + r_2)} + 2\mu \frac{r_1^2 + r_1 r_2 + r_2^2}{r_1^3 r_2^3 (r_1 + r_2)} P\right\}, \end{aligned}$$

P を含んでる項を省略すれば

$$\frac{M}{H} = \frac{\sin \varphi_1 r_1^5 - \sin \varphi_2 r_2^5}{2(r_1^2 - r_2^2)} \left\{1 - \frac{2\mu}{r_1 r_2 (r_1 + r_2)}\right\}.$$

以上は $t=0^\circ\text{C}$ の場合であるが、 $t=t^\circ\text{C}$ であるときは、偏向桿の r_1, r_2 の温度膨脹係數を夫々 a, b とすれば上記の式の右邊第一項は

$$\begin{aligned} &\frac{\sin \varphi_1 r_1^5 (1+5at) - \sin \varphi_2 r_2^5 (1+5bt)}{2\{r_1^2(1+2at) - r_2^2(1+2bt)\}} \\ &= \frac{\sin \varphi_1 r_1^5 - \sin \varphi_2 r_2^5}{2(r_1^2 - r_2^2)} \left[1 + \left\{5 \frac{\sin \varphi_1 r_1^5 a - \sin \varphi_2 r_2^5 b}{\sin \varphi_1 r_1^5 - \sin \varphi_2 r_2^5} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - 2 \frac{r_1^2 a - r_2^2 b}{r_1^2 - r_2^2} \right\} t\right] = \frac{\sin \varphi_1 r_1^5 - \sin \varphi_2 r_2^5}{2(r_1^2 - r_2^2)} \left\{1 + 3 \frac{r_1^2 a - r_2^2 b}{r_1^2 - r_2^2} t\right\}. \end{aligned}$$

$$\text{偖て, } r_1^3 \sin \varphi_1 a = 2 \frac{M}{H} r_1^2 a, \quad \therefore \sin \varphi_1 r_1^5 = 2 \frac{M}{H} r_1^2,$$

$$r_2^3 \sin \varphi_2 b = 2 \frac{M}{H} r_2^2 b, \quad \therefore \sin \varphi_2 r_2^3 = 2 \frac{M}{H} r_2^2.$$

今 $3 \frac{r_1^3 a - r_2^3 b}{r_1^3 - r_2^3} = \beta$ とおくと

$$\frac{M}{H} = \frac{\sin \varphi_1 r_1^3 - \sin \varphi_2 r_2^3}{2(r_1^3 - r_2^3)} \left\{ 1 - \frac{2\mu}{r_1 r_2 (r_1 + r_2)} \right\} (1 + \beta t).$$

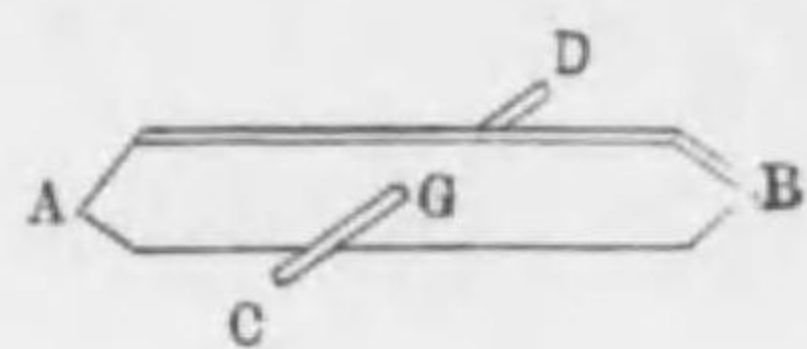
磁石の能率が温度で變ることを考に入れると $M = M_0(1 - qt)$ だから

$$\frac{M_0}{H} = \frac{\sin \varphi_1 r_1^3 - \sin \varphi_2 r_2^3}{2(r_1^3 - r_2^3)} \left\{ 1 - \frac{2\mu}{r_1 r_2 (r_1 + r_2)} \right\} (1 + qt)(1 + \beta t), \quad (B)$$

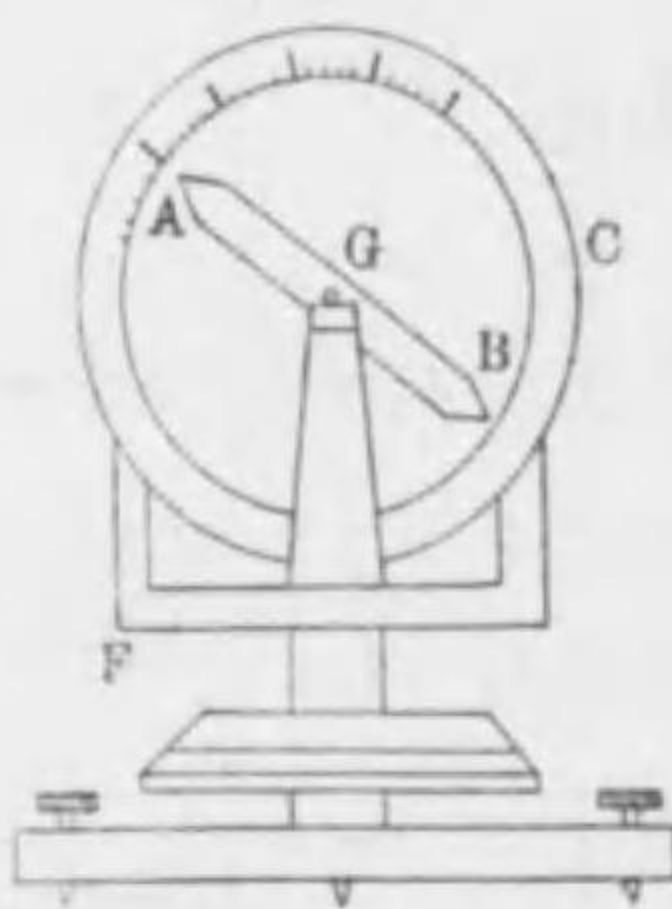
(A) と (B) の式から H を計算する。

3. 伏角測定の原理 従来伏角を測定するには伏角計⁽¹⁾

を用ゐる、是は第4圖に示す様な形の磁針⁽²⁾ ABの重心Gを貫いてCDの心棒を附たものが主な器械である。ABは磁石軸⁽³⁾であつて是は重心を貫くものとする、此磁針を第5圖の様に架F上に載せ自由に廻轉することが出来る様にする。今此架全體を廻はすと磁石が段々立つて来て遂には垂直となる位置がある、此時は磁針は磁氣の子午線面と直角の面上に在るから、其位置より90°丈け架全體を廻はすと、磁針は丁度磁氣の子午線面に在ることになる、さうして



第4圖



第5圖

(1) Dip circle. (2) Needle. (3) Magnetic axis.

磁針は水平と若干の角を爲して靜止する、此傾角を度盛盤で讀みとれば伏角が求め得られる。

實際の測定では色々の誤差を除く爲めに讀取りを幾通りもする、乃ち之を列擧すると：

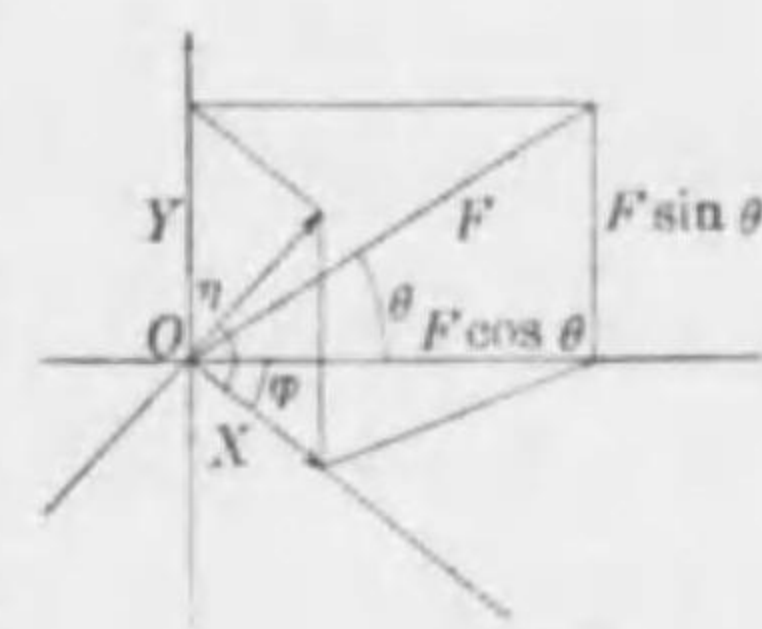
(a) 磁針の心棒Gが度盛圓圈Cの中心と合致して居らない爲めに起こる誤差を去る爲めに、磁針の兩端の示す度を讀む、

(b) 磁針軸が針の兩端を連ねた直線ABと合致しない結果起こる誤差を去る爲めに、磁針を裏返して架に載せ換へる、乃ち前に東に向いてゐた面を西に向はしめて、磁針の兩端の示す度を讀む、

(c) 磁針の重心が心棒の上でない爲めに起こる誤差を去るには、磁針の磁氣を附け直し⁽¹⁾乃ち前に南であつた端を北になる様にして(a)と(b)の讀み取りを繰り返へす。

以上で讀取りは八通りになる是が終ると今度は伏角計の面を反對に向け換へる、乃ち元東にあつた面を西に向ける、さうして以上の様に八通りの讀み取りをする、乃ち都合十六通りの讀取りの平均が伏角になる。

偕て磁針は磁氣の子午線面と直角の面上に在るときは垂直になることは、是を證明しなければならない、是は第6圖に於て全磁力Fを磁力子午線面上で垂直と水平の向きに分解すると、夫々 $F \sin \theta$ と $F \cos \theta$ になる、但しF



第6圖

(1) Remagnetize.

は全磁力 θ は伏角を表はす、次に磁針は磁氣の子午線面ではなく是と φ の角を爲す面に在るときは、作用する水平の力は之を X とすると、 X は $F \cos \theta \cos \varphi$ となる、又垂直の力は前と異ならないから $F \sin \theta$ である、乃ち

$$X = F \cos \theta \cos \varphi, \quad Y = F \sin \theta.$$

此合成力が水平と爲す角を η とすれば

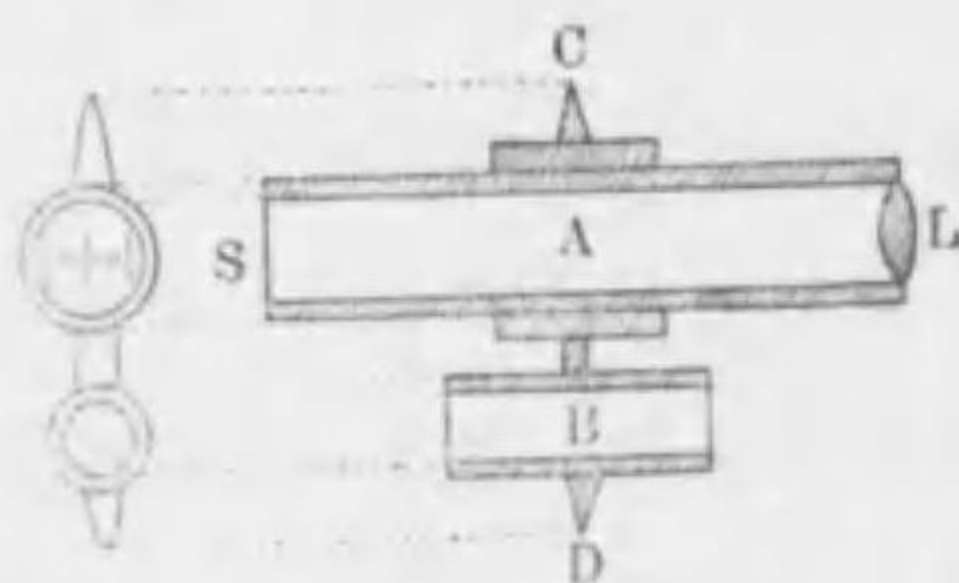
$$\tan \eta = \frac{Y}{X}, \quad \therefore \tan \eta = \frac{\tan \theta}{\cos \varphi}.$$

楮て $\varphi = 90^\circ$ の時は $\cos \varphi = 0$ であるから $\tan \eta = \infty$ となり $\eta = 90^\circ$ になる、乃ち磁針が磁氣の子午線面と直角を爲す面上にある時は垂直の位置をとることが判る。

4. 偏角測定の原理 地球磁力の偏角を求めるには先づ磁氣の子午線を求め、次に地理學上の子午線を求めなければならない。(a) 磁氣子午線を求める器械には種々あるが、茲ではキム氣象臺式磁力計⁽¹⁾に就て説明する、ウィルド⁽²⁾式ヤシユミット⁽³⁾

式磁力計も略々同じ様な原理から出来てゐる。キム氣象臺式磁力計では第7圖に示す通り、Aは磁石であつて、中空の圓筒になつてゐて、其一端には凸レンズが嵌めてある、又他の一端には平面硝

子板 S が嵌めてあつて、其上に細かく尺度が刻んである、此凸レンズ L の焦點距離は LS であるから、此硝子板上から來た光は



第7圖

(1) Kew pattern magnetometer. (2) Wild (3) Ad. Schmidt.

L を通つて外に出る時は平行光線になる、又尺度の中央とレンズの光心⁽¹⁾を結ぶ直線は磁石 A の幾何學上の軸になつてゐる、此軸は磁石の磁軸と甚だ僅かな角を爲すに過ぎない。

此磁石の C を糸で吊り A を水平にし、L の方に望遠鏡を置いて S の尺度を覗き、尺度の目盛の線が望遠鏡中の十字線の縦のものと同じする様にし、磁石の尺度の中央線が十字の立線の左右に等距離に振れる様に吊架全體を少しく廻轉させる、此時刻を記しその時の吊架の刻度盤の目盛を読む、此目盛は彼側と此側にあるから二つの讀取りになる。

次に磁石を上下にし尺度が逆さになつて見える様にし同じ様な手數をして、二つの讀取りをする、最後に磁石を元通りに直して同じ様に整理し二つの讀取りをする、さうして都合六通りの讀取りを平均したものを磁力の子午線に相當する讀取りとする、尤も茲に除かなければならないのは吊糸に振れがある爲めに起こる誤差である。

(b) キム氣象臺の磁力計では以上の器械に於て A の磁石の代りに之と同重の眞鍮棒を入れ替へて吊る、是を換れ取り棒⁽²⁾と云ふ。此棒を吊つた儘數時間放置して置き吊り糸の付け根の装置乃ち換冠⁽³⁾を廻はし、此棒を吊架の土臺面に引いてある線に合致させる、此線は望遠鏡の軸に平行なものである、此棒は磁石ではないから吊糸の振れの無い様な位置に來て靜止する。此方法で糸の振れを取ることが出来る。

實際に於ては換れは偏角の觀測中に變ることがあるから實

(1) Optical centre. (2) Torsion bar. (3) Torsion head.

地の観測では次の様に之をきめる。観測の初めに磁石の代りに同じ重さの換れ取り棒を吊り、換冠を適度に廻はし、棒の軸を望遠鏡内の刻度の或るものに合致させて水平度盤でその位置を読み取る。次に棒を180°だけ廻轉させて同じ様な讀取りをする。尤も一般に棒は中々静止しないから、左右に等分に振動する様な位置の讀取りをする。元來換れ取り棒の幾何學的の型の軸と眞の軸と合致して居れば、以上兩度の讀取りは同じ位置を示さなければならない。観測を終てから再び棒を磁石の代りに釣つて前と同じことを繰返へす、さうして前の平均と後の平均の平均をとる、此平均値が望遠鏡中の中央線に相當する讀取りと合致すれば換れが無いのだが、實際は必ず多少の差がある。そこで此差に相當する換れのある糸で観測したと假定し補正を行ふ、それには尺度盛りの一と目は換れの角何度と云ふ割合が判つてゐるから計算が容易に出来る。キヌ氣象臺型偏角計でもウィルド氏型偏角計でも此方法を用ゐる。

印度測量局型⁽¹⁾の器械では換れ取り棒の代りに第8圖に示す様な獨樂型の圓盤⁽²⁾の周圍に目盛りを施こしたものを用ゐる、此圓盤を吊り自由に廻轉振動せしめ運動の方向の變る毎に三回讀み取り、之を x_1, x_2, x_3 とすると $\frac{1}{2} \left\{ \frac{x_1+x_3}{2} + x_2 \right\}$ は圓盤の静止の位置になる、依つて此位置に相應する丈け換冠を廻はして観測すれば、換れなしで観測したことになる。一體定點からの距離 x に比例した力に作用され、速度に比



第8圖

⁽¹⁾ Indian survey pattern. ⁽²⁾ Plummet.

例した抵抗を受けるものの運動は $a \frac{d^2x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + cx = 0$ の式で表はされるから若し圓盤の回轉振動は糸の換れの爲めに起こる廻轉に比例し又廻轉の速度に比例する空氣の抵抗を受けるとすれば上式で表はされる。此式の解は平衡の位置を α とすれば、

$$x = \alpha + Ke^{\beta t} \sin(k + \omega t), \quad \beta = -\frac{b}{2a}, \quad \omega = \frac{1}{2a} \sqrt{4ac - b^2}.$$

今 $\tau = \frac{2\pi}{\omega}$ であるから $t=0, t=\frac{\tau}{2}, t=\tau$ の三時刻の時の x の値を x_1, x_2, x_3 とすると

$$x_1 = \alpha + K \sin k, \quad x_2 = \alpha + Ke^{\frac{\beta\tau}{2}} \sin(k + \pi) = \alpha - Ke^{\frac{\beta\tau}{2}} \sin k, \\ x_3 = \alpha + Ke^{\beta\tau} \sin(k + 2\pi) = \alpha + Ke^{\beta\tau} \sin k.$$

$$\therefore x_1 - \alpha = K \sin k,$$

$$x_2 - \alpha = -K \sin k \cdot e^{\frac{\beta\tau}{2}},$$

$$x_3 - \alpha = K \sin k \cdot e^{\beta\tau},$$

$$\therefore (x_1 - \alpha)(x_3 - \alpha) = (x_2 - \alpha)^2, \quad \therefore \alpha = \frac{x_1 x_3 - x_2^2}{x_1 + x_3 - 2x_2}.$$

然るに x_3 は x_1 とは多く異らないから $\alpha = \frac{1}{4}(x_1 + 2x_2 + x_3)$ の略式を用ゐる。

(c) 地理學上の子午線は北極星を観測して定める、尤も少し荒くてもよければ太陽の観測からも定めることが出来る。

北極星では任意の時刻に此星と子午線標⁽¹⁾との間の角を測りその時刻に於ける北極星の位置と眞の子午線との間の角を次

⁽¹⁾ Reference mark.

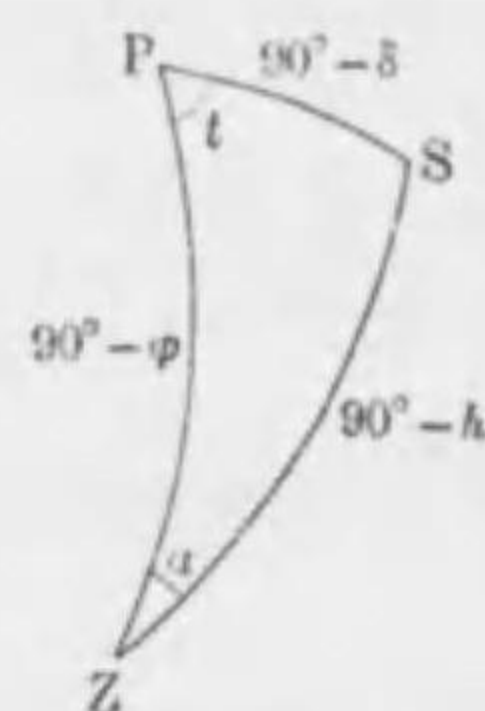
の公式で計算する、尤も時刻はなる可くならば北極星の最大離角⁽¹⁾に近いときを選ぶが宜らしい。

第9圖に於てPは北極、Sは北極星、Zは天頂とする然る時は三角形ZPSに於て

$$\cos h \sin a = -\cos \delta \sin t,$$

$$\cos h \cos a = \sin \delta \cos \varphi - \cos \delta \sin \varphi \cos t,$$

$$\therefore \tan a = -\frac{\sin t}{\cos \varphi \tan \delta - \sin \varphi \cos t},$$



第9圖

但し茲に a は方位角⁽²⁾、 φ は緯度、 δ は赤緯、 t は時刻を示す。實地に此観測を行ふには多くの補正を要すること勿論である。

5. 水平分力の電氣的測定法 水平分力を電氣的に測定する原理を創めて述べたのは英國のシュスター⁽³⁾である。同氏の考に基いて實際の器械を製作したのは同國のスミス⁽⁴⁾であつた。其後米國ではバアネット⁽⁵⁾、本邦では渡邊襄氏⁽⁶⁾等が同じ様な器械を作つた。茲には先づシュスターの考を述べる。

圓筒に針金を卷いた一つのコイルに電流を通すと、通つてゐる間はコイル内の磁場は地球磁氣の場所が無いとすれば圓筒の軸に平行であつて、加之中央部では極めて齊一⁽⁷⁾である。今此コ

⁽¹⁾ Maximum elongation. ⁽²⁾ Azimuth.

⁽³⁾ A. Schuster, Terr. Magn. (1914), 19.

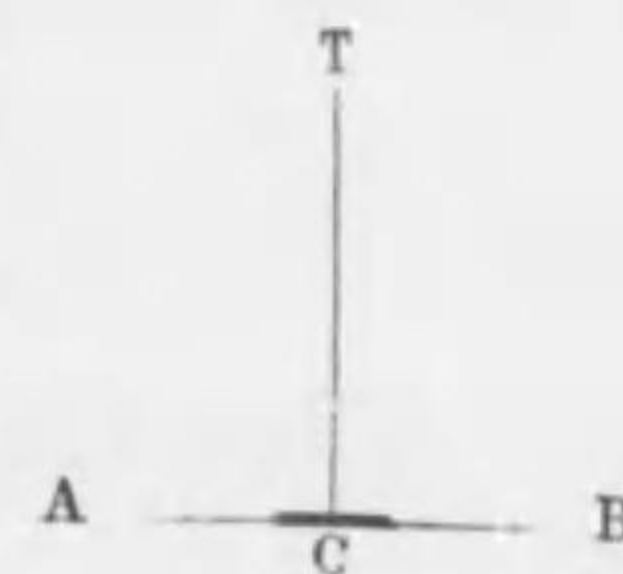
⁽⁴⁾ F. E. Smith, Phil. Trans. (1922), 175.

⁽⁵⁾ S. J. Barnett, Publ. of the Carnegie Institution, No. 175.

⁽⁶⁾ N. Watanabe, Jap. Journ. of Astron. & Geophys. (1924).

⁽⁷⁾ Homogeneous.

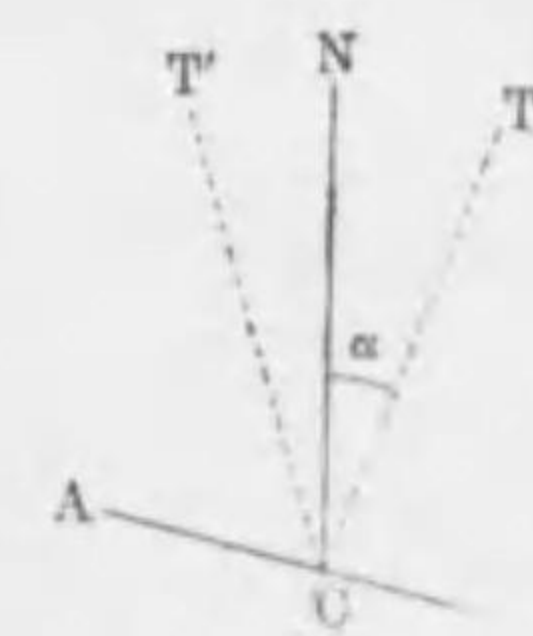
イルを軸が水平になる様に据付けたとす。第10圖に於てCTを軸とする、電流を i で表はすと、C點に於ける磁力は ki となる、但し k はコイルの常數である、 i を加減すればCTの方向に作用してゐる他の磁力は凡てコイルの磁力で帳消にすることが出来る、その場合にはCの所に吊つてある磁針⁽¹⁾がCTと直角乃ちABに平行になるであらう。



第10圖

CTが磁力の北を指すとすれば、電流 i を通しコイルの磁場を地球の磁場と丁度反對の向に出来る様にすれば、 $ki=H$ となるまでは磁針は静止してゐるが、此限界を越えると磁針は振動し出す。實際に於てCTと磁力の北を丁度合致させることは甚だ困難である、依つてコイルを少しく廻し

しその軸と北とが小さな α 角をすること第11圖の様にす、さうして電流 i を増して行くと磁針は時計と反對の向きに廻はり、丁度ABと平行になつた時は、CTの向きの H の分力 $H \cos \alpha$ は、コイル内の磁場の強さ ki と均衡を保つから、 $H \cos \alpha = ki$ 。



第11圖

茲で電流 i の強さと α 角を定めれば、水平分力 H が求められる、電流は抵抗と電池との標準のものを選めば精密に測定することが出来る、角 α は先づ電流を通じ大體CTを磁北に向け電流をその儘同じ強さにして置いて、コイルを向け直し、コイルの

⁽¹⁾ Indicator magnet.

向が同じ傾きだが然し磁北 CN に對し反對側になる様な CT' に向ける,さうして CT と CT' の示す方位の中央が磁北 CN になる。

6. 伏角の電氣的測定の原理 第12圖に於て矢は磁場の方向を示し, C はコイルを上から見下ろしたところを表はす, θ はコイルが磁場の方向と爲す角である, H は磁場の強さ, A はコイルの面積⁽¹⁾を示す. H を C の面に垂直な分力をとると $H \sin \theta$ となる, 夫故にコイル中に起こる磁氣感應⁽²⁾は $HA \sin \theta$ である. コイルが H に垂直になつてゐるときは $\theta = \frac{\pi}{2}$ だから $\sin \theta = 1$ なる故に感應は HA となる. コイルが廻轉するときコイル中に起こる電動力⁽³⁾を e とし又磁氣感應を N とすると

$$e = -\frac{dN}{dt} = -\frac{d(HA \sin \theta)}{dt}.$$

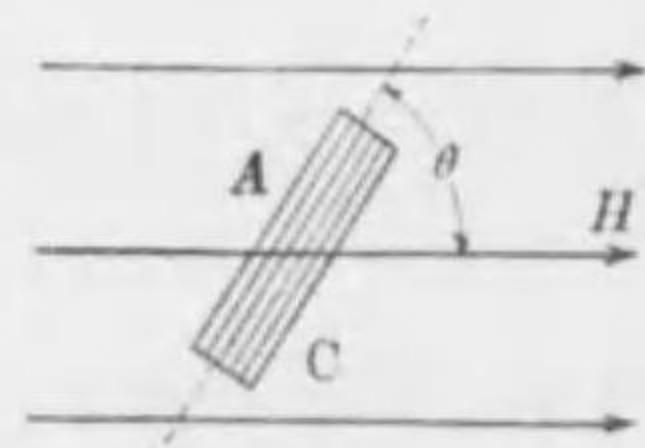
コイルの抵抗を r とし, コイルの中を流れる電流は之を i とすると

$$i = \frac{e}{r} = -\frac{HA}{r} \frac{d(\sin \theta)}{dt}, \quad \therefore idt = -\frac{HA}{r} d(\sin \theta).$$

$t=0$ の時コイルは H に垂直になつてゐるとすると $\theta = \frac{\pi}{2}$, 又 $t=t$ の時コイルは丁度裏返つたとすると $\theta = -\frac{\pi}{2}$ になる, 依つて此 t 時間中に流れた全電氣量を q とすると

$$q = \int_0^t idt = -\frac{HA}{r} \int_{\frac{\pi}{2}}^{-\frac{\pi}{2}} d(\sin \theta) = \frac{2HA}{r}.$$

(1) Effective area. (2) Magnetic induction. (3) Electromotive force.



第 12 圖

此コイルを弾動電流計⁽¹⁾に連絡すると φ の傾があつたとする, k を電流計の常數とすれば

$$\frac{2HA}{r} = k\varphi, \quad \therefore H = \frac{rk}{2A}\varphi.$$

今また磁場の垂直分力を V とし, さうしてコイルを水平軸の周りに廻轉させる時は電流計に φ' の傾があつたとする, 然る時

$$V = \frac{rk}{2A}\varphi'.$$

惜て伏角 I は $\frac{V}{H} = \tan I$ の関係があるから $\tan I = \frac{\varphi'}{\varphi}$ として計算が出来る, 依つて前記の様に二つの位置に於て φ と φ' を測り伏角が知れる.

此方法では少しく都合の悪い點がある, 夫は

$$\frac{\varphi'}{\varphi} = \tan I = \frac{\sin I}{\cos I}.$$

此兩邊の對數をとり之を微分すると

$$\log \varphi' - \log \varphi = \log \sin I - \log \cos I,$$

$$\frac{d\varphi'}{\varphi'} - \frac{d\varphi}{\varphi} = \frac{\cos I}{\sin I} dI + \frac{\sin I}{\cos I} dI = dI \left(\frac{1}{\sin I \cos I} \right) = 2 \frac{dI}{\sin(2I)},$$

故に伏角の誤差は $\sin(2I) = 1$ 乃ち $I = 45^\circ$ の時に最大になるからである, 依つて實際の測定は次の様にする.

實際の測定に於て用ゐる器械は堅牢な水平圓輪があり是は三足で水平に支へられ器械の架臺を爲してゐる輪には目盛りを施してある. 此圓輪の内側に今一つの圓輪が入れ子になつ

(1) Ballistic galvanometer.

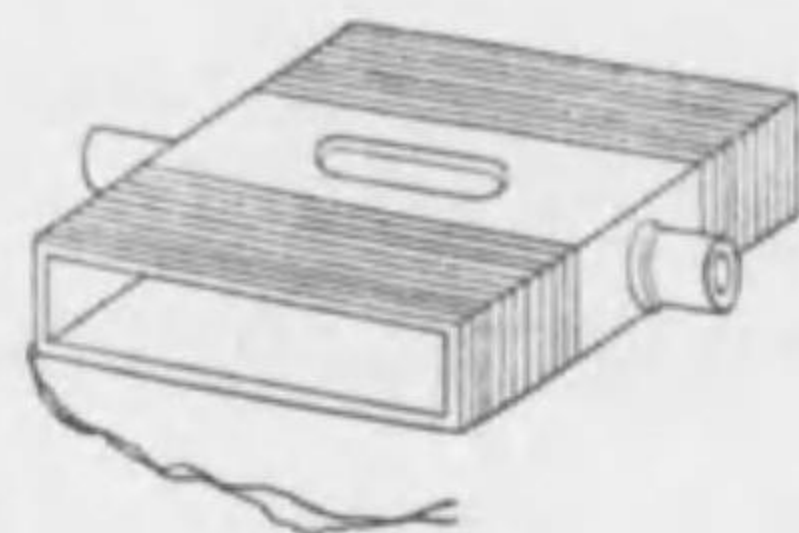
てゐる、此内輪には遊尺が盛つてあつて外輪の目盛を1分まで讀める様にしてある。内輪の一つの直徑の兩端には軸受が出來てゐてコイルの軸を支へてゐる。コイルの傾きは別に垂直圓板が取付けてあつて其上に刻してある目盛で讀む様になつてゐる、又コイルの下部には變更器⁽¹⁾があつてコイル線の兩端は是に終つてゐる、さうして是は電流計に連絡してゐる。

電流計は無定位式⁽²⁾ (通例はローゼンタール⁽³⁾のものを用ゐる。

實地の測定に於ては先づコイルの軸を水平にして其方向が平均の磁氣子午線と一致する様に内輪を廻轉して整理する。次にコイルを垂直にして其軸上に水準器の兩脚を置き水平を見る、又その次にはコイルの直徑上に附いてる水準器で水平を見然る後に垂直圓板の目盛を讀み之を零位の讀みとする。

そこでコイルを傾けて其軸の周りに之を廻轉させて電流計の針の動かない位置を求め、その時の垂直圓板の目盛を讀み零位の讀み取りとの差をとると此角が伏角になる。

7. 偏角の電氣的測定 偏角を電氣的に測定する方法は主として田中館先生が1884年の頃に考案したものである、其方法は第13圖に示す様な方形の眞鍮を作り其外部に細い針金を捲き中央部は残して置き、そこに窓を作り其中の中央部に小さい磁石を吊る、是には小さな鏡面が附屬してゐる。別に光



第13圖

⁽¹⁾ Commutator. ⁽²⁾ Astatic. ⁽³⁾ Rosenthal.

源から光を之に反射させるからその光點の移動で磁石の移動が知れる。

今此角形コイルを略々磁力の子午線の向に置きその中に電流を通すと若しコイルの軸が磁力の子午線と合致して居れば磁石は動かないが若し食ひ違つてゐると動くからコイルを少しく廻はして磁石が動かなくなる様な位置へ持つて行く、さうすると此コイルの軸は地球磁氣の子午線の向きになる、そこで是と眞の子午線の向きとの間の角を求めれば偏角が知れる。

實際の觀測ではコイル中に流れる電流を反對の向きにしたり又コイルを裏返したり又は左右を取り換へたりして種々の誤差を除く様にする。

第二章

地球磁力の變化測定

8. 水平分力の變化測定 細板又は棒狀の磁石を一本の水晶纖維又は磷銅絲條で水平に吊り吊絲を少しく換つて磁石を磁力の子午線と直角の位置に置く。今吊絲を細長い圓柱と見做しその剛性率を ϕ とする、又半徑を r 、長さを l とし磁石を東西に向ける爲めに換つた角を θ とすると換れの力の能率は $\frac{\phi r^4 \pi \theta}{2l}$ となる⁽¹⁾。水平分力 H の磁石の極に作用する能率は $MH \sin(\alpha + D)$ に等しい、但し D は磁氣の偏角、 α は磁石が地理學上の子午線と爲す角である、以上兩能率が相等しくなる位置に磁石が靜止する。依つて

$$MH \sin(\alpha + D) = \frac{\phi r^4 \pi \theta}{2l}.$$

今 $\frac{\phi r^4 \pi}{2l} = C$ と置き之を不易のものと見做すと

$$\frac{dC}{C} + \frac{d\theta}{\theta} = \frac{dM}{M} + \frac{dH}{H} + \cot(\alpha + D) d(\alpha + D).$$

$(\alpha + D) \approx 90^\circ$ であるから右邊の最後の項は第二位⁽²⁾の無限小だから之を省略しても差支がない、夫故に

$$\frac{dH}{H} = \frac{d\theta}{\theta} - \frac{dM}{M} + \frac{dC}{C},$$

茲に θ や $d\theta$ は何れもラヂアンで表はしてある。

⁽¹⁾ 本多光太郎, '物理學通論' (第8版), 76頁. ⁽²⁾ Second order.

今地球磁力の水平分力 H に變化があると吊つた磁石は東西の位置から多少偏よる、此偏よる角を知るには磁石に小さな鏡を着けて置き遠方の光源からの光を反射させて寫眞感光紙上に光點を印せしめ其の光點の移動を測る。磁力が連続して變化すれば其跡が寫眞紙上に連綿と顯はれる、依つて任意時刻の光點の位置が判り従つて磁石の偏位が知れるから H の値も判る。

基點として任意の時刻を選びその時の磁石の偏位を寫眞紙上から読み取り之を n_0 とする、又測定しようとする時刻の読み取りを n とすると、 θ が $d\theta$ だけ變つたにつけて n_0 が n になつたのだから、 $d\theta$ は $(n - n_0)$ に比例をすると考へて次の様におく：

$$d\theta = p(n - n_0).$$

今述べた兩時刻に於ける磁石の溫度を t_0, t とする、溫度1度に對し磁氣能率の變る割合を q とすれば、磁氣能率は溫度が高くなると減少するから次の様における：

$$\frac{dM}{M} = -q(t - t_0).$$

換れの力の能率は矢張 $(t - t_0)$ の函數に相違が無いから次の様におく：

$$\frac{dC}{C} = s(t - t_0).$$

故に、 $A = \frac{p}{\theta}$, $B = (q + s)$ とすれば

$$\frac{dH}{H} = A(n - n_0) + B(t - t_0),$$

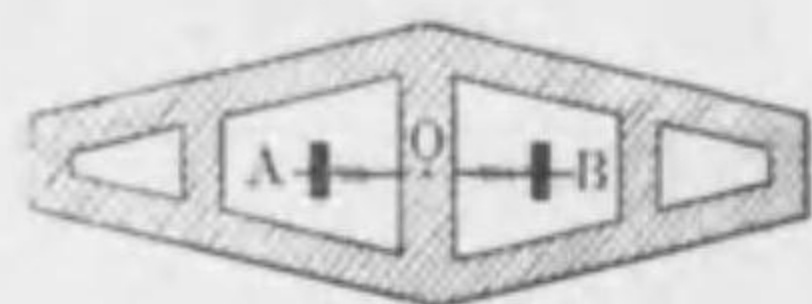
更に $A_1 = AH$, $B_1 = BH$ とおけば上式は

$$dH = A_1(n - n_0) + B_1(t - t_0).$$

柿岡地磁気観測所に於けるエッセンハーゲン⁽¹⁾式磁力計に於ては $(t - t_0) = 1^\circ\text{C}$ に對して $dH = 10.48$ の割に當り非常に大きい依つて一般に此種の測定では室内の温度の一日中の變化は勿論一年中の變化をも利かない様な構造をするのを第一とする。

一條の吊線を用いた磁力計はシュミット式やエッセンハーゲン式であつて大抵水晶纖維を吊絲として用ゐてある、従つて吊絲の温度の變化による誤差は割合に少い、マスカール⁽²⁾式は二條の吊線を用ゐるので双線吊り⁽³⁾と云ふ。磁力計の感度を増すには磁石を幾枚か用ゐて全體としては略々無定位にある様にする、さうすると之を磁氣の子午線と直角にするには僅かの力で事足るからである。

9. 垂直分力の變化測定 垂直分力 Z の變化を測るには普通はロイド氏磁力秤⁽⁴⁾の原理を應用する、今エッセンハーゲン式に就て記述しよう、天秤の架と見可きは磁石であつて上から見ると第14圖の様になつてゐる、尤も全體を軽くする爲めに阿密陀に抜いてある⁽⁵⁾、AとBは重錘であつて螺子棒に突き差してあり之



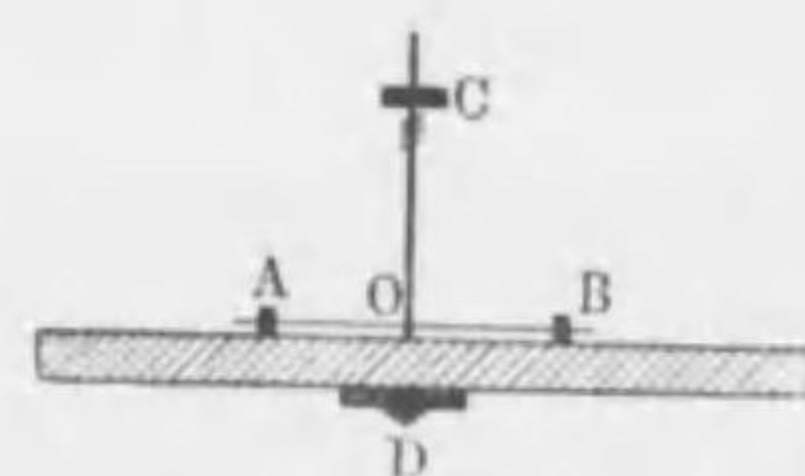
第 14 圖

を動かして磁石を丁度水平に置く。第15圖は此磁石の水平になつてゐるところを側面から見た様子を表はす、Dは磁石の下

⁽¹⁾ Eschenhagen. ⁽²⁾ Mascart's magnetograph. ⁽³⁾ Bifilar suspension.
⁽⁴⁾ Lloyd's magnetic balance. ⁽⁵⁾ perforated.

面に取り付けた刀刃⁽¹⁾にして磁石を瑪瑙の臺上に安置するに用ゐる、CはOの孔に植ゑてあつて磁石の上面に直立してゐる細き棒でその上に螺子が切つてあり、

茲に小さな重錘Cが突き差してあり之を上へ動かすと磁力秤は感が良くなり下へ動かすと悪くなる。

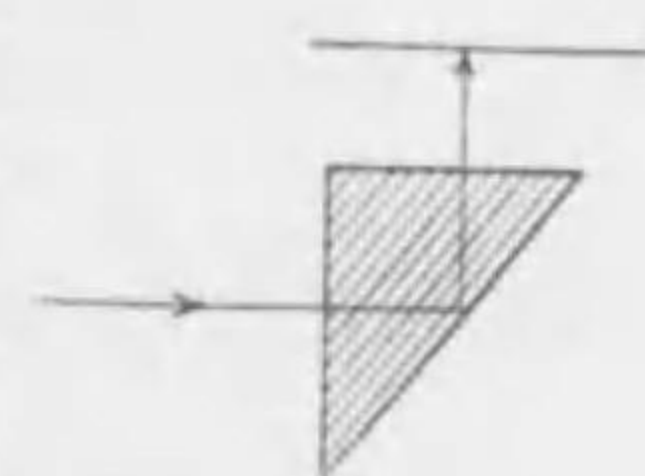


第 15 圖

此磁石の下面には一枚の鏡が附けてある、依つて光源から水平の向

きに來た光線は第16圖の様に此器械の外函内にある三稜鏡に入つて直角に上方に屈折し其鏡に當つて

反射し再びその三稜鏡を通つて略々水平に函外に射出す、光點は寫眞紙上に印せしむる様になつてゐる、又函の内部の後方に

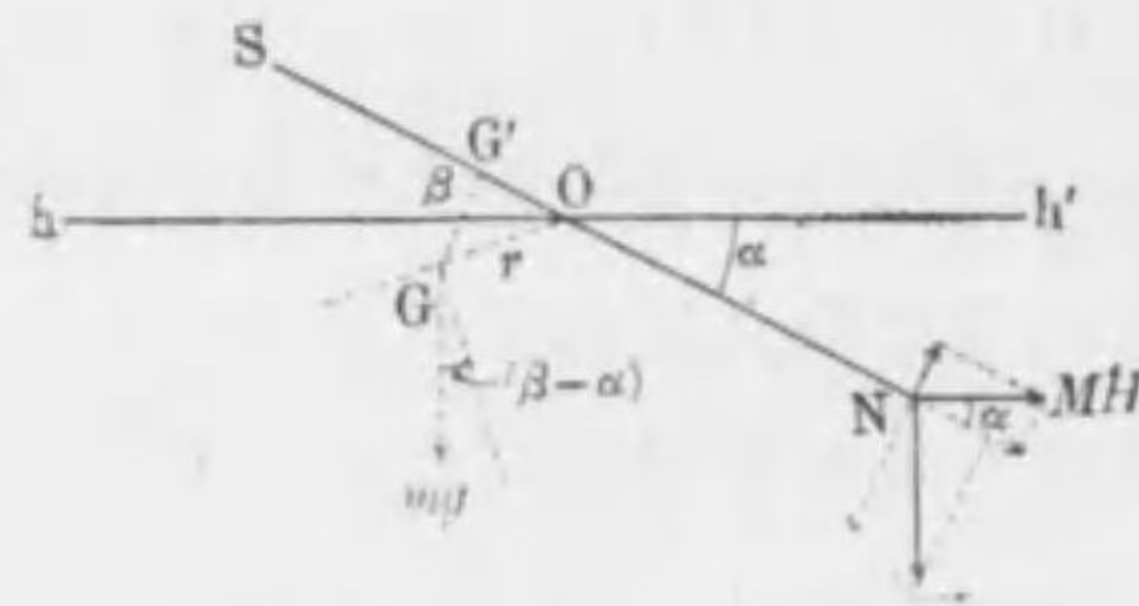


第 16 圖

別には二枚の平面鏡が取付けてある其一枚は不動であるから光線を反射して感光紙上に不變の光點を印し他の一つは自記寒暖計の球部を爲すブルドン管⁽²⁾に着いてゐるから函内の温度の變化に應じ其反射する光線の印す光點が移動する、夫故に感光紙を等速で繰り出せば磁力の垂直分力 Z が變ると天秤が水平から傾く爲めにその變化に相應して曲線が顯はれ、又固定の鏡面から反射する光線是不變の直線として顯はれる之を基線⁽³⁾と云ふ、又温度の變化も曲線になつて顯はれる。磁力計には函内の温度を實測する爲めに別に水銀寒暖計が入れてあつて外部から讀取りの出来る様にしてある。

⁽¹⁾ Knife edge. ⁽²⁾ Bourdon tube. ⁽³⁾ Base line.

今第17圖に於てNSを磁石とし、Oを廻轉軸とし、重心をGとし、質量をmとする。磁石が水平から α だけ傾いた時はN點に作用する力の能率を考へるに、



第 17 圖

Z は $MZ \cos \alpha$ の能率を有し、 H は $MH \sin \alpha$ を有し之は α を小さくする傾であるから負號を附ける、 mg の重力は $mgr \cos(\beta - \alpha)$ であるも負號になる、夫故に磁力秤が平衡になる條件は

$$MZ \cos \alpha - MH \sin \alpha - mgr \cos(\beta - \alpha) = 0.$$

天秤の水平になつた場合に、 $\alpha = 0$ 、 $\therefore MZ = mgr \cos \beta$ となる。OG' を r' とすれば $r' = r \cos \beta = \frac{MZ}{mg}$ となる。

楮て此の磁力天秤は實際に於ては略々水平にして置くから $\alpha \approx 0$ である、従つて $\sin \alpha \approx 0$ だから $MH \sin \alpha$ は $MZ \cos \alpha$ に比べては殆んど省略して宜らしい。

$$\therefore MZ \cos \alpha = mgr \cos(\beta - \alpha),$$

$$\frac{dZ}{Z} + \frac{dM}{M} - \tan \alpha \cdot d\alpha = \tan(\beta - \alpha) d\alpha.$$

楮て α が非常に小さく殆んど0に近い時は $\tan \alpha \approx 0$ 、 $\therefore \tan \alpha \times d\alpha$ は省略して宜らしい、又 $\beta - \alpha \approx \beta$ となるから $\tan(\beta - \alpha)$ は $\tan \beta$ として差支がない。さうすると上式は

$$\frac{dZ}{Z} = \tan \beta \cdot d\alpha - \frac{dM}{M}.$$

$d\alpha$ の傾きに相應する記像の讀取りを $(n - n_0)$ とすると $\tan \beta$

$\times d\alpha$ は $p'(n - n_0)$ とおける、又 $\frac{dM}{M}$ は $(t - t_0)$ の函数であるから之を $q'(t - t_0)$ とおくと

$$\frac{dZ}{Z} = p'(n - n_0) + q'(t - t_0).$$

今、 $Zp' = A_2$ 、 $Zq' = B_2$ とおけば

$$dZ = A_2(n - n_0) + B_2(t - t_0).$$

柿岡地磁気觀測所のエッセンハーゲン式の磁力秤では $(t - t_0) = 1^\circ\text{C}$ 毎に $dZ = 0.86\gamma$ の割合に當る。

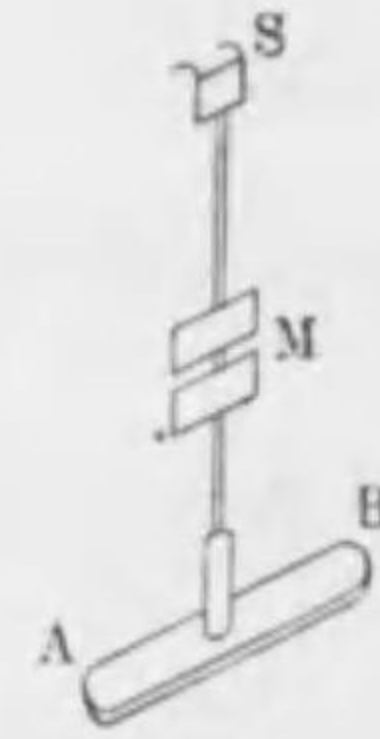
實際の器械では此式の器械には刀双Dの代りに二本の鋼針が磁石の下面に出てゐてその先端が瑪瑙の凹脰の中に入つてゐて丁度刀双と同じ作用をする、又磁石を水平にするにはAとBの重錘の外に一つの修整磁石⁽¹⁾を用ゐる、是は磁石の中央に當る下面の所に着けてあつて地球磁力の垂直分力の大部分を此修整磁石で帳消しにして仕舞ふ。

マスカール式では刀双を用ゐてゐる、又重錘は單に1箇を使ふ、又平面鏡は磁石の上面に附けてある。元來エッセンハーゲン式では磁石秤の架乃ち磁石そのものは平たい方を上下に向けてあるが、マスカール式では狭い方を上下に向けてある。

10. 偏角の變化測定 ニッセンハーゲン式の磁力偏角計では水平磁力Hの變化を描かせると恰も同じ様な器械を用ゐる、只磁石を吊り放なしにて絲を振らないから吊絲はHの場合には直徑43 μ 位の太さのものを用ゐたが偏角Dの場合には一層細くて34 μ 位のものを用ゐる。磁石はHの時と同じく

⁽¹⁾ Control magnet 又は Rücklenkung-magnet.

長さ23mm.,幅7.7mm.位,厚さ0.3mm.位の細板を用ゐる,之を吊つた模様は第18圖に示す通りである. ABは磁石,Mは鏡,Sは吊鉤である. Mの鏡は磁石の動くと共に之に應じて動くが他に固定して動かない一面の鏡がある. 夫故に光源より此兩鏡に光を當てて反射させ自記紙上に光點を印るさせると,偏角の變るに従つ

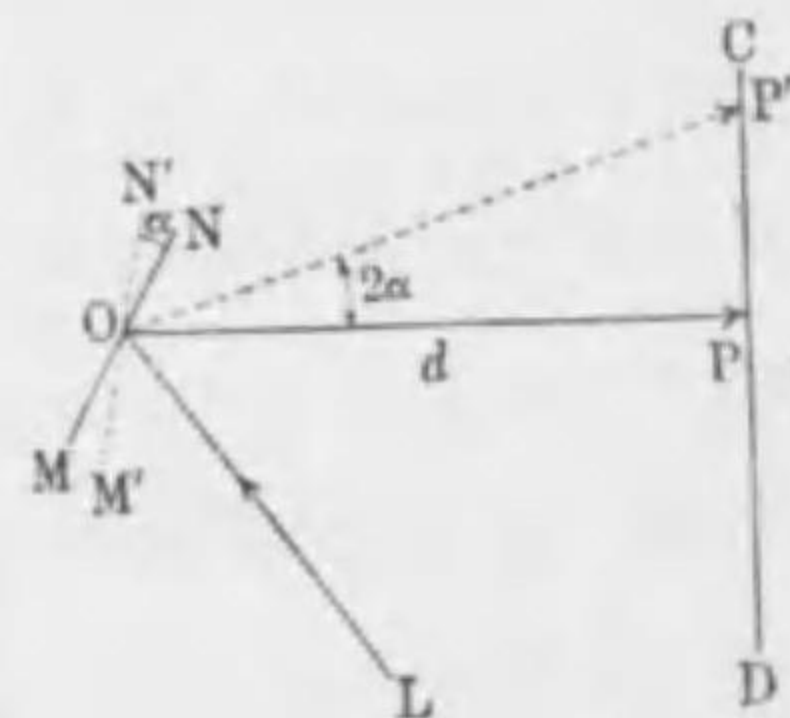


第 18 圖

て一面は動く爲めに光點が偏移し自記紙上に曲線を描くが,他の一面の鏡より來る光點は少しも偏移しないから直線を描く,依つて偏角の變化は此装置で知れる.

11. 自記装置 磁力の變化を自記させる装置は種々あれども何れも同じ原理に基いて考案してある. 自記を器械的乃ち寫眞に依らずに行はんことを企てたものがあつたが精密の度が少くなるので未だ行はれてゐない,現今のところは自記は總て寫眞によつてゐる.

第19圖に於て MN の鏡に L の光源から光線 LO が來て O で反射され OP に行き CD の寫眞感光紙上に光點 P を印するとし, MN は O に於ける垂直軸乃ち茲では紙面に直角のもの周りに α だけ廻轉したとする,すると光線 LO は O で反射されて OP' の方向をとり P' の點を感光紙上に印する,さうして角 POP' は 2α となることが知られてゐる. 今 $OP=d$ とし, PP' を求めると



第 19 圖

今 $OP=d$ とし, PP' を求めると

$$PP' = OP \tan 2\alpha = d \tan 2\alpha,$$

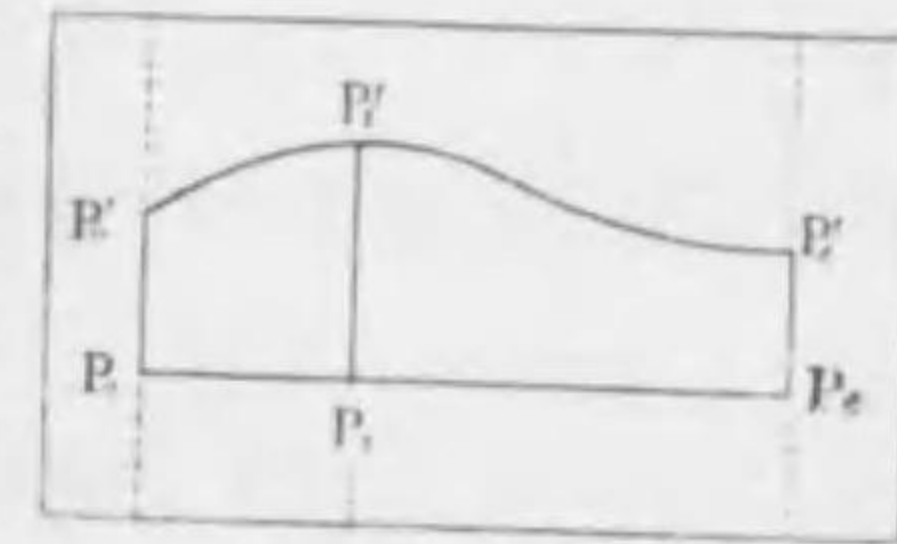
α が甚だ小さければ $\tan 2\alpha \approx 2\alpha$ だから $PP' = d \cdot 2\alpha,$

$$\therefore \alpha = \frac{PP'}{2d},$$

夫故に PP' の長さを讀み取れば α 角が求め得られる.

倍て鏡面が固定してゐると CD の感光紙を此本の紙面に直角に等速で動かせば一直線を描く,

是を第20圖で P₀P₀ で表はす. 動いた鏡面殊に振動を爲してゐる鏡面から來る P' 點は P₀P₀' で表はす様な曲線を描く. 第20圖は感光紙

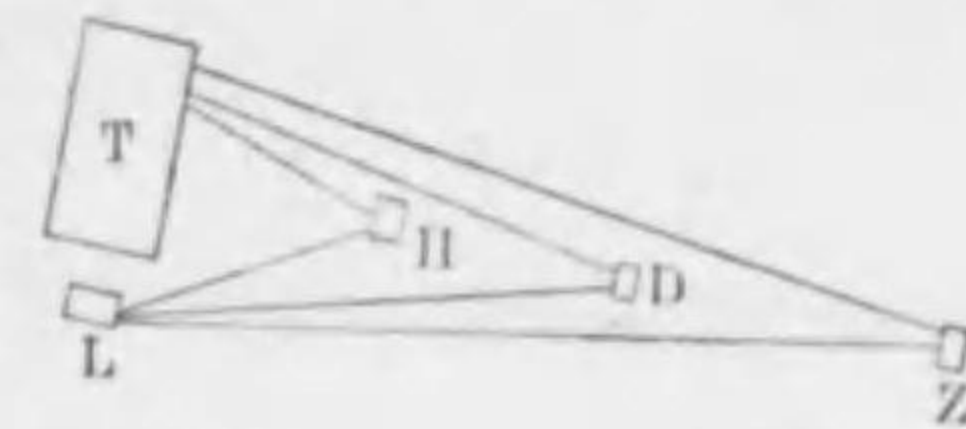


第 20 圖

を取出して平らにした時の狀況である,是が所謂**磁力計記象**⁽¹⁾である.

實際の磁力計では P₀P₀ 線は固定した鏡で畫かせ P₀P₀' は磁石に着いてゐて是と共に動く鏡の反射で描いたものである. 感光紙は普通は自記圓筒に捲いて之を等速度で廻轉させるがマスカール式の磁力計では方形の架に入れ表面を硝子で被つてある. 紙の繰り出す速度は甚だ小さくて1時間に20mm.の割合に當る. 感光紙の前面 F は圓筒レンズを用ゐて光を集中する装置を爲してある. 一枚の紙面に H, Z, D の三要素の變化を畫かせる爲めに第21圖に H は

水平磁力計, Z は垂直磁力計, D は



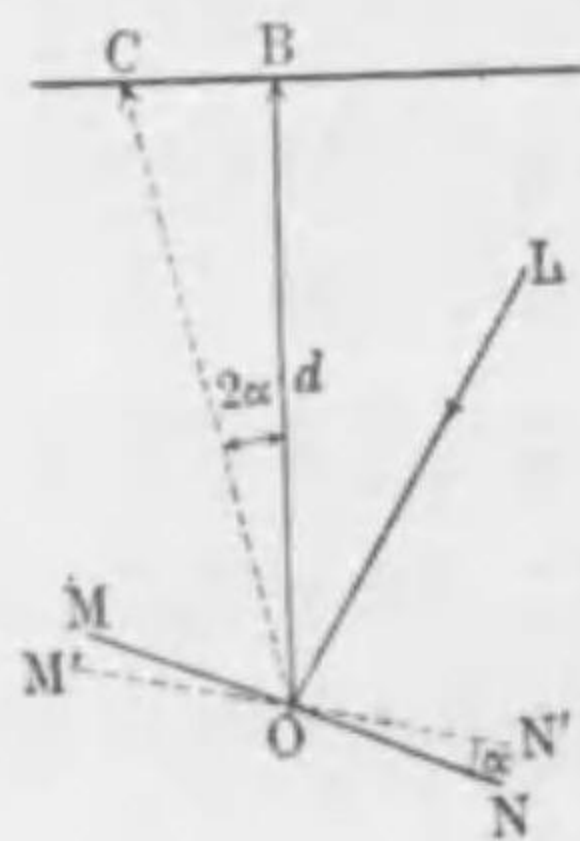
第 21 圖

(1) Magnetogram.

偏角計, Lはランプを用ゐ, Tは感光紙を捲いてある太鼓圓筒である.

Lのランプは電燈を用ゐるならば電燈から起こる磁場を避ける爲めに電線を撚つて置く, 尤も電燈が交流である場合は影響は甚だ少い.

12. 寸法値 (i) 偏角磁力計に於ては第22圖に於て MNを磁石に着けてある鏡が零位に在る時の位置を示す, 光源 Lからの光は OBに反射する, 今磁氣の偏角が變り此鏡が α 丈け傾いたとすると光は OCに反射するとす, 然る時は角 BOCは 2α になる. BCの長さに対する尺度の目を n とし, OBの距離を d とする, 然らば



第 22 圖

$$\tan 2\alpha = \frac{n}{d}, \quad \therefore \alpha = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{n}{d} \right).$$

是を級數に展開すると

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{n}{d} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{n^2}{d^2} \right),$$

但し α はラヂアンで表はす. 今 α を分で示すと

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{n}{d} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{n^2}{d^2} \right) \times \frac{60 \times 360}{2\pi} = 1718.9 \frac{n}{d} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{n^2}{d^2} \right).$$

磁力計記象紙上で目盛 1mm. に相當する磁石の傾きの角を以て寸法値⁽¹⁾と名づけ, これを E_d で表はすと n は d に比して小

⁽¹⁾ Scale value.

さいから

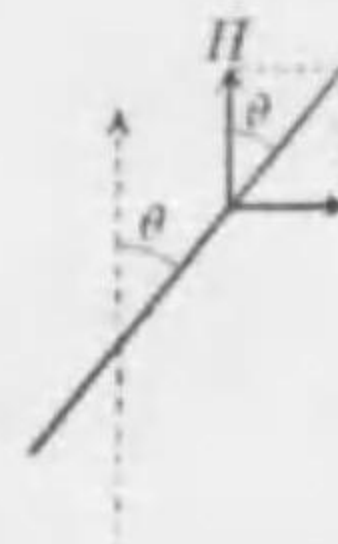
$$E_d = 1718.9 \left(\frac{1}{d} \right),$$

夫故に偏角磁力計の寸法値は單に鏡面と感光紙面との垂直距離 d を測れば計算だけで求め得られる.

(ii) 水平分力磁力計の寸法値を求めるには補助磁石を用ゐる方法と電流コイルを用ゐるとの二方法がある, 前者は昔から用ゐられてる方法であるが近來は電流コイルを用ゐる方法が貴ばれる.

先づ補助磁石を偏角磁力計の磁石に垂直の方向に之と r の距離に置く, 然る時は偏角磁石は水平磁力 H の方向から θ 丈け傾く. 元來補助磁石の磁氣能率を M' とすればその起こす磁場の強さは $\frac{2M'}{r^3}$ である, 夫故に

$$\frac{2M'}{r^3} : H = \tan \theta.$$



第 23 圖

今偏角磁石が θ 丈け傾いた爲めに自記感光紙上で光點が n 度目丈け偏移したとす, 然らば

$$\theta = E_d \cdot n,$$

但し偏角磁石計の寸法値を E_d とする.

次に水平磁力計では補助磁石を H の方向に置く, 然るときは地球の磁場は $\frac{2M'}{r^3}$ 丈け増す, 尤も是は補助磁石の向け方で減することも出来る. 倍て増したと考へその爲めに自記感光紙上では光點が n' 度目丈け偏移したとする, 今水平磁力計の寸法値を E_h とすると

$$E_h = \frac{2M'}{n' \cdot r^3},$$

然るに $\frac{2M'}{r^3} = E_a \cdot n \cdot H$ であるから

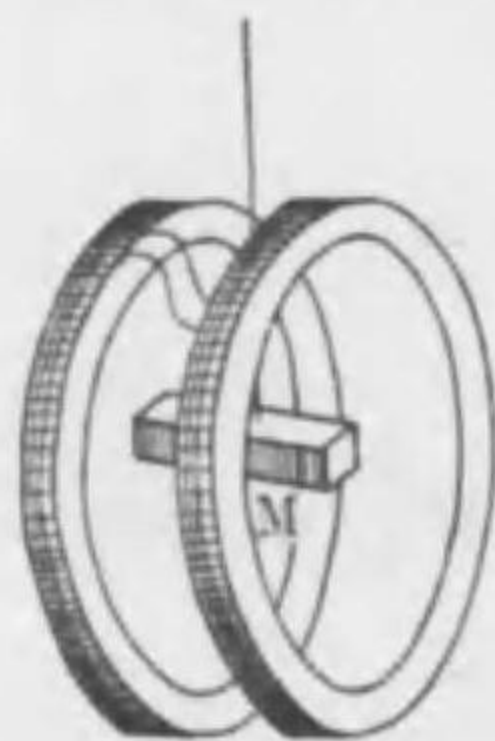
$$E_h = E_a \left(\frac{n}{n'} \right) H,$$

是は分で示してあるからラヂアンに直すと

$$E_h = E_a \left(\frac{n}{n'} \right) H \tan l'$$

となる⁽¹⁾.

水平磁力計の寸法値を求めるに用ゐる電流コイルはヘルムホルツコイル⁽²⁾と稱するものである、乃ち第24圖に示す通り全く同様に作った二つの圓形のコイルをその面を平行に並べ相連絡せしめて置きその中央部に磁石がある様にする。此二つのコイルの半径は a にしてその互の距離も a に等しくしてあると此軸の中央 M に於ける磁場の強さは $\frac{32\pi}{5a^3}$ に比例する⁽³⁾、夫故に補助磁石を用ゐる時と同様にして寸法値が出せる。



第 24 圖

(iii) 垂直磁力計の寸法値 E_v は水平磁力計のときと似た方

⁽¹⁾ x をラヂアンで示す時は

$$\tan x = x + \frac{1}{3}x^3 + \frac{2}{15}x^5 \dots, \quad \left(-\frac{\pi}{2} < x < \frac{\pi}{2} \right),$$

故に x が小さい時は $\tan x \approx x$ とおける、今 $\tan l'$ に等しい弧度は $\frac{\pi}{180 \times 60}$ であるから $\tan l' = \frac{\pi}{180 \times 60}$ と考へて宜らしい。元來 x 分の角をラヂアンで表はすと $x \times \frac{\pi}{180 \times 60}$ 分となるから是を $x \tan l'$ とするも宜らしい。

⁽²⁾ Helmholtzspule.

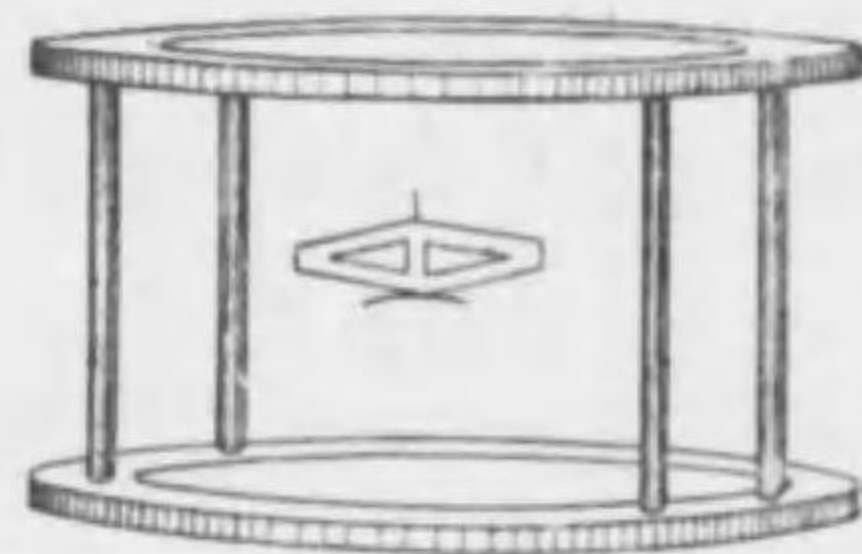
⁽³⁾ Gratz, *Handbuch d. Elekt. u. Magn.*, 4, p. 957.

法で定める、乃ち補助磁石を偏角磁石の北又は南に、その軸を東西に向けて置く、その時に自記感光紙上の D 光點は m 目盛り丈け偏移したとする。次に補助磁石を垂直にして之を垂直分力を測る磁石の北又は南に置き、 Z 光點が m' 丈け偏移したとする、然る時は

$$E_v = E_a \cdot \frac{m}{m'} \cdot H \tan l'$$

となる。

電流コイルを用ゐる場合には水平磁力計の場合に用ゐるものと全く同じ二つの平行コイルを面を水平にして置き其軸の中央に垂直分力の測定に用ゐる磁石を置く様にする、さうしてコイルに電流を通し一定の大きさの磁場を作り補助磁石を用ゐる場合と全く同様の手數を行ふ。



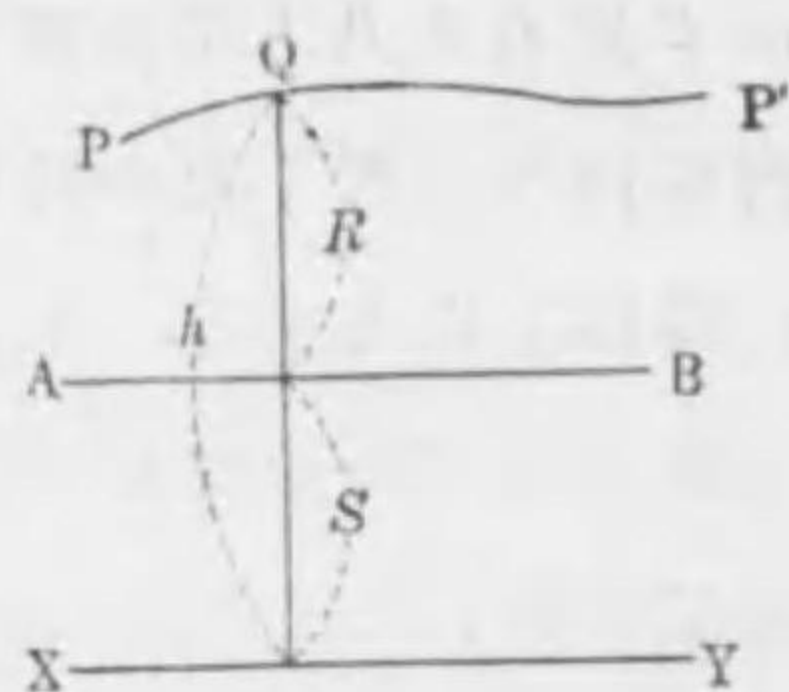
第 25 圖

13. 基線値 (i) 第26圖に PP' は自記寫眞紙上の H の曲線を示す、 XY を假想的の基線とし夫より H の絶對値を測るものとする、乃ち任意の時刻に相當する Q 點の水平分力の絶對値 H_q は XY から Q までの距離 h を測り之に H の寸法値 E_h を乗すれば知れる、乃ち

$$H_q = E_h \cdot h,$$

元來寫眞感光紙の幅は狭いから XY の線は紙上には顯はれては居らない、其代りに XY に平行であると假定してある AB 直線が PP' 曲線の近くに顯はれてゐる、此直線は磁力計に附けてある固定の鏡面から反射する光線が印する痕跡である。此

直線上の任意の點に於ける水平分力を B とすると $B = E_h S$ である、但し S は此點の XY よりの距離を示す。夫故に Q に於ける水平分力は Q の AB よりの距離を R とすれば



第 26 圖

$$H_q = B + E_h R,$$

茲に直線 AB を基線と云ひ B を水平分力磁力計の基線値⁽¹⁾と云ふ

H_q は絶對觀測に依つて知れる、 E_h も R も磁力計の磁石や吊絲の溫度 t の函數だから之を E_t と R_t とおく、然らば溫度 t に相當する基線値 B_t は

$$B_t = H_q - E_t R_t. \quad (13.1)$$

今 τ を溫度の標準⁽²⁾とする時は

$$B_\tau = H_q - E_\tau R_\tau,$$

$$\therefore B_\tau = B_t + E_t R_t - E_\tau R_\tau,$$

然るに E_τ と E_t は大差がないから $E_\tau = E_t$ とする、さうすると

$$B_\tau = B_t + E_t (R_t - R_\tau).$$

今 B の溫度係數を q とする、加之 B は溫度が増すと増加する場合には次の様におかなければならない:

$$B_\tau = B_t - q(t - \tau). \quad (13.2)$$

さうすると

$$q(t - \tau) = -E_t (R_t - R_\tau), \quad \therefore q = -E_t \frac{R_t - R_\tau}{t - \tau},$$

(1) Base line value. (2) Standard.

柿岡地磁氣觀測所で用ゐてゐるエッセンハーゲン式磁力計では t が 1°C 毎に $q = 10.4\gamma$ の割合である。

今讀み取つた R_t の値と實測した H_q の値から (13.1) 式を用ゐて B_t を計算し更に (13.2) 式により之に溫度の補正を加へて B_τ を得られる、そこで任意の時刻の H を計算する式は次の式の最後のものの様に

$$H = B_\tau + E_\tau R_\tau = B_\tau + E_\tau R_t + q(t - \tau)$$

から H を求め得られる。

若し $t = \tau$ ならば

$$H_q = B_t + E_t R_t.$$

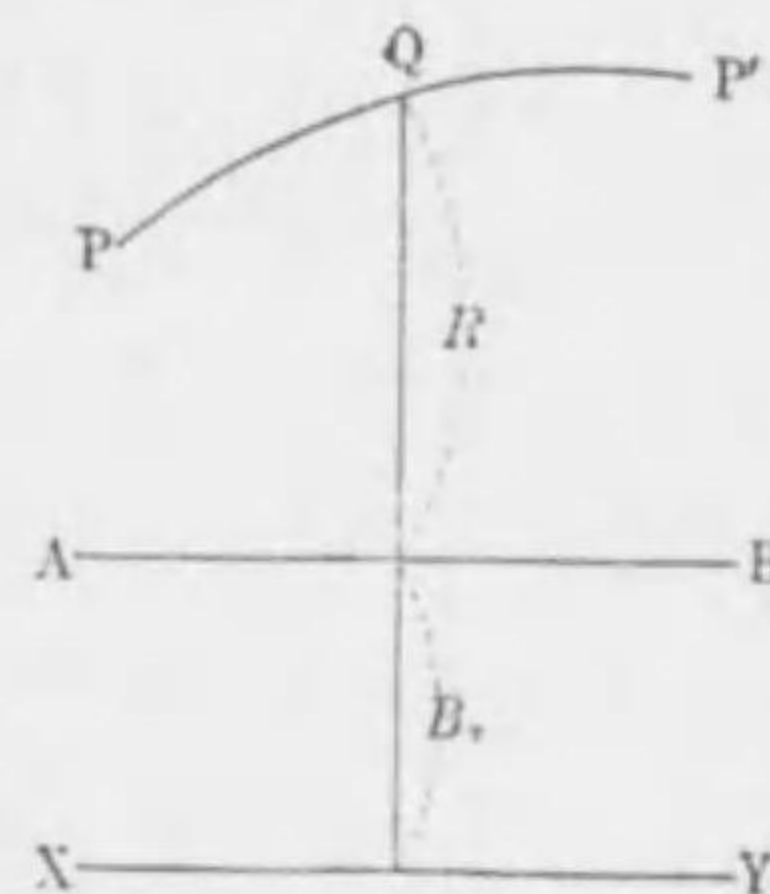
實際の觀測では絶對値の測定は 1 箇月一回乃至四回位であるから基線値を計算する場合には重みを附けて平均をとる、例へば基線値 b_1 の前後の測定時の値を b_0 と b_2 とすれば b_1 の代りに

$$\frac{b_0 + 3b_1 + b_2}{5}$$

を採用する。

(ii) 垂直分力を示す曲線乃ち Z 曲線の基線値を求めよう。

第 27 圖に於て PP' は此曲線を示し、 AB は基線、 XY は假想の零線の位置とする。溫度 t の時の基線値を L_t とする、然る時は



第 27 圖

$$Z = B_t - E_t R_t.$$

今標準とする溫度に於て、 Q 點に就ては

$$Z_q = B_\tau - E_\tau R_\tau,$$

故に, $B_r = B_t - E_t R_t + E_r R_r.$

然るに E_t は E_r とは大差が無いから之を等しいと見做して

$$B_r = B_t - E_t (R_t - R_r).$$

今 B の温度係数を q とすると B が温度の増すに従つて増加する場合には

$$E_t (R_t - R_r) = q(t - \tau), \quad B_r = B_t - q(t - \tau).$$

故に, $Z = B_r - E_r R_r + q(t - \tau).$

$t = \tau$ と考へる場合には

$$Z = B_r - E_r R_r.$$

(iii) 偏角を示す D 曲線の基線値は上記と同じ様な式

$$D_q = B + ER$$

で之を計算する。

第三章

地球の磁場

14. 常設地球磁気観測所 地球磁気を観測し其變化を不斷に記録する常設観測所はその数が甚だ少い、全地球上で僅かに50箇位である、其内で20箇所は歐洲に在り、亞細亞には僅かに6箇所位である、従つて北半球に多く在つて南半球に少い、夫故に全地球に關する磁力の問題を解決する場合に資料が甚だ不足であつて且つ都合が悪るい。

地磁気観測所で有名なのは獨國ポツダムに在るものである、茲には碩學シュミット老が居られた關係があるから、設備も職員も他の追従を許さなないものであつて、斯道の學者の順禮地であつた。本邦には茨城縣柿岡町に中央氣象臺附屬の柿岡観測所がある、關東大震により大打撃を受けたが漸く復興して設備その他を改善し職員一同非常な意氣込みで観測と研究に従事してゐる。

15. 地球磁気測量 廣區域に於ける地球磁気要素の値を多くの地點に就て實測するを地球磁気測量⁽¹⁾と云ふ、さうして其測定したる要素の値は必ずしも同一時限のものたる能はざる故に之を同一の時のものに引き直し之をその測量區域に於ける磁気要素の配布を調査する資料に供す。地球磁気測量は元來方位を知る目的を以て偏角の配布を知らんが爲めに行つたものであつて此事は既に1450年に創めて施行された。近代

⁽¹⁾ Magnetic survey.

に至つてガウスが地球磁気測定の方法を考察して以來は文明各國に於て國內又はその所屬領土内の地球磁気測量を行ふに至つた、本邦に於ては1887年乃ち明治20年に當時東京大學理科大學の教師であつた英人ノット⁽¹⁾氏と田中館愛橋先生が東京大學の事業として日本全國の地球磁気測量を行つた。今次表に主なる國土に於ける磁気測量の行はれた年次を記さう：

國 土	年 次	測 點 數	密 度 (km ²)
日 本	1887	81	
日 本	1895	320	1190
日 本	1913	331	
米 國	1905	3500	2680
英 國	1891	677	465
佛 國	1896	617	870
伊 太 利	1892	284	1010
澳 國	1900	210	3220

海洋上に於ける磁力觀測は陸上とは大に趣を異にし實行甚だ困難であるから、從來之を實施したものが無かつたが米國カネギー學院の地球磁気部⁽²⁾では1905年に600噸の木造帆船ガリレー⁽³⁾丸を備船して北太平洋上の觀測を爲し1909年には更に568噸の木造帆船150馬力内燃補助機關付きのカネギー⁽⁴⁾丸を新造して其事業を擴張し各海洋面を測量し1929年の5月には横濱に寄航し柿岡地磁気觀測所と器械の比較検査をした。

(1) C. G. Knott.

(2) Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution of Washington.

(3) Galilee. (4) Carnegie.

本船は長さ155呎にして平均吃水約13呎補助汽關は凡て唐金製にして只シャフトのみが鋼製になつてゐる、1929年以降3年を期し再び各海洋上の地磁気、空中電氣、氣象海洋學的の觀測を行ふ爲に出動中であつたが1929年11月29日午後1時半に南洋アピヤ⁽¹⁾港内にてガソリンが爆發し船長オールト⁽²⁾以下死傷多しとの報があつた、誠に哀悼の極である。

16. 地球磁気配布圖

地球磁気測量の結果を利用し磁気要素の配布を知るには之を地圖に記入し等値を有する地點を連ねる線を作る此線は水平分力のときは之を等水平分力線⁽³⁾と云ひ、偏角のときは等偏角線⁽⁴⁾と云ひ、又伏角のときは等伏角線⁽⁵⁾と云ふ。地球の表面に於ける磁気の配布は實際に於ては極めて複雑であつて局地的の異常が甚だ多いから是等の等磁気線は甚だ不規則な曲線である、例へば第28圖は前記の田中館先生の報告から採つた實際の等偏角線である、點線で示してあるのは之を平滑にして局地的の異常を消去したのである。

實測した磁気要素の値を經度 φ と緯度 λ の函數と見做して之を $\Delta\varphi$ と $\Delta\lambda$ の項で示す、乃ち

$$E = E_0 + a\Delta\lambda + b\Delta\varphi + c(\Delta\lambda)^2 + d\Delta\lambda\Delta\varphi + e(\Delta\varphi)^2$$

とする、尤も一次式で表はす場合もある、乃ち

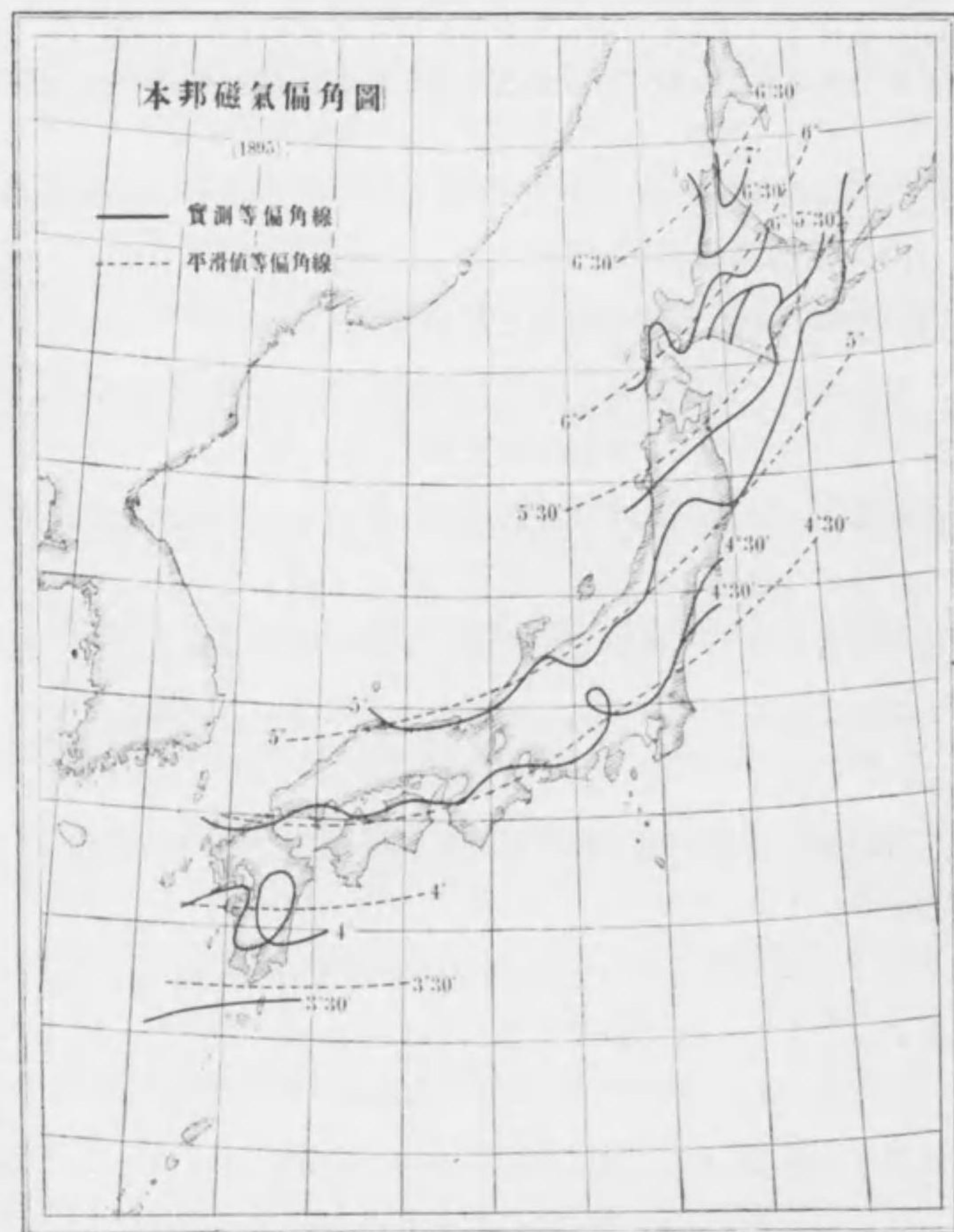
$$E = E_0 + a\Delta\lambda + b\Delta\varphi$$

とする、但し $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ 、 $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0$ とする。

此の様な式を用ゐて各地の要素の値を計算し、その計算値を用ゐて等磁気線を描き局地的の異常を消去する。

(1) Apia. (2) Ault. (3) Isodynamic lines of horizontal component.

(4) Isogonic lines. (5) Isoclinic lines.



第 28 圖

等磁気線を描くときに問題となるのは磁気要素の値は観測地点の高さの函数であるから之を如何にして同一の高さに引き直す可きかと云ふことである、リツナール⁽¹⁾は奥國の磁気測量の結果を整理するときに單に各要素は高さに比例して變化するものと考へたが是はシュミット⁽²⁾や田中館先生の考へられた様にガウスの地球磁力のポテンシャルから誘導して次の様な形のものとは考へなくてはならない:

$$R \frac{\partial X}{\partial h} = -\frac{\partial Z}{\partial \varphi} - X,$$

$$R \frac{\partial Y}{\partial h} = \frac{\partial Z}{\cos \varphi \partial \lambda} - Y,$$

$$R \frac{\partial Z}{\partial h} = \frac{\partial X}{\partial \varphi} - \frac{\partial Y}{\cos \varphi \partial \lambda} - X \tan \varphi - 2Z,$$

茲に R は地球の半径、 h は地點の高さ、 λ は經度、 φ は緯度を示す。

田中館先生が1895年分の本邦磁気測量の結果として表はしたところによると $\Delta \lambda = (\lambda - 138^\circ)$ 、 $\Delta \varphi = (\varphi - 37^\circ)$ であつて、

$$D = 5^\circ 03' 15 - 8' 274 \cdot \Delta \lambda + 17' 365 \cdot \Delta \varphi - 0' 649 \Delta \lambda^2 \\ - 0' 236 \Delta \lambda \cdot \Delta \varphi - 0' 075 \Delta \varphi^2,$$

$$I = 50^\circ 50' 61 - 7' 578 \cdot \Delta \lambda + 68' 253 \Delta \varphi + 0' 296 \Delta \lambda^2 \\ - 0' 438 \Delta \lambda \cdot \Delta \varphi - 0' 482 \Delta \varphi^2,$$

$$H = 29401^{\gamma} 4 - 74^{\gamma} 97 \Delta \lambda - 362^{\gamma} 45 \Delta \varphi + 3^{\gamma} 497 \Delta \varphi^2 \\ - 1^{\gamma} 316 \Delta \lambda \cdot \Delta \varphi - 4^{\gamma} 331 \Delta \varphi^2$$

⁽¹⁾ J. Liznar, Sitzb. d. k. Ak. d. W. in Wien., Cl. 107 (1898), Juni, 24.

⁽²⁾ Ad. Schmidt, Met. ZS. (1899), 188.

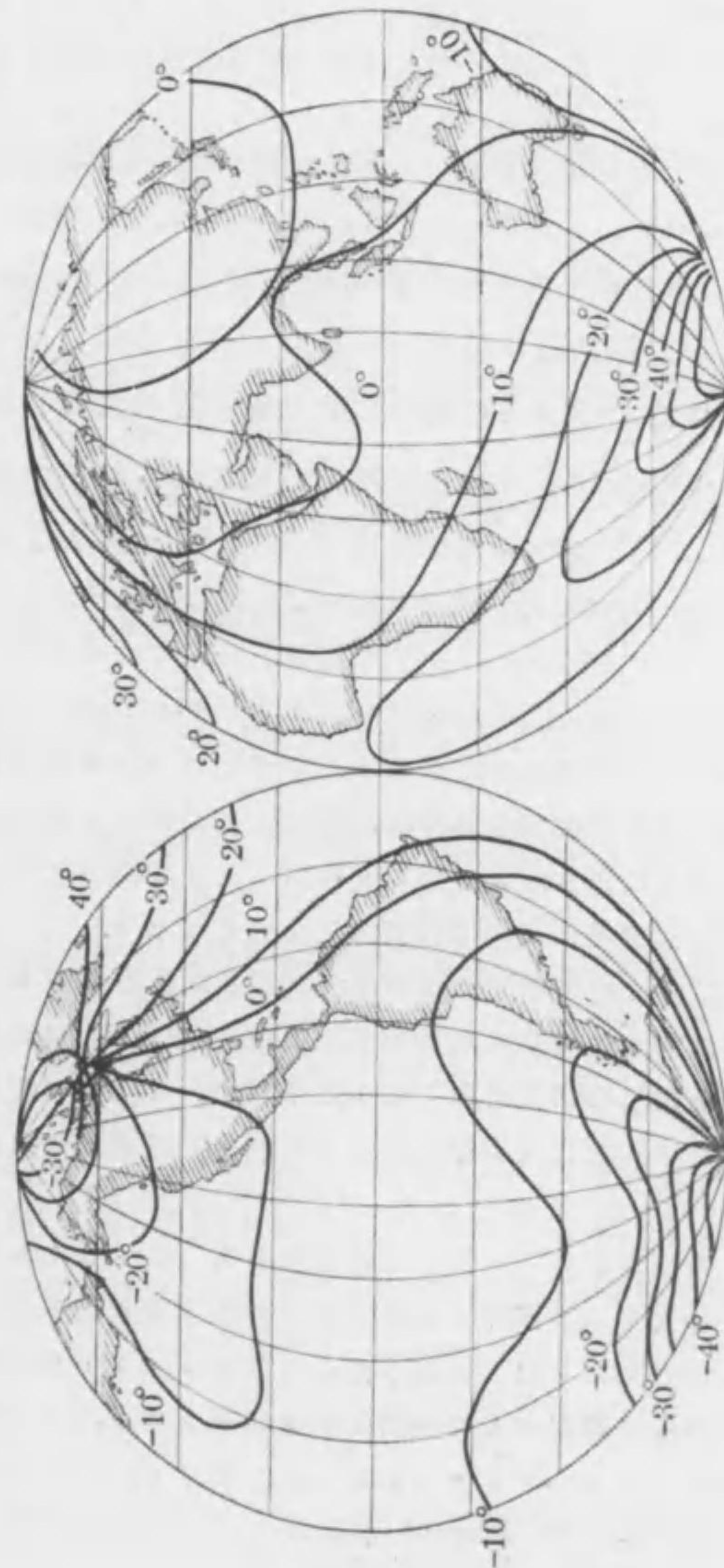
である。

17. 全地球面磁気要素の配布 等偏角線は既に述べた様に航海に用ゐられる関係上古昔から作られた、此種の圖を作つたのは英國のハリ(1)が最初であつたが其區域は大西洋の周圍に限られてゐた、全地球面の等偏角線を描いたのは那威のハンステーン(2)で1800年分のものである、さうして完全に近いものはノイマイヤー(3)が描いた1885年分のものである、今日では神戸の海洋氣象臺、ハンブルグ海洋氣象臺、英國の海軍省などで年々航海用の全地球の等偏角線圖を出版してゐる。茲には1922年分の等偏角線によつて全地球上の偏角の配布を窺はう、此1922年は米國のカネギー學院の海洋磁気測量の結果を纏めて同院地球磁気部長のパワー(4)が全地球の磁気状態を調査したものがあつたから資料が多いので此年次を撰んだ、第29圖にあるのは全地球の等偏角線圖である。

(A) 全地球面の等偏角線圖を見ると偏角が西偏と東偏とに整然と分れてゐるのに氣が付く、乃ち太平洋の大部分、西米、南米の西半、濠洲の大部分、露國及び東歐等が東偏の區域になつてゐる、又大西洋、印度洋、東米、亞弗利加、南米の東半、西歐、東亞が西偏の區域になつてゐる。偏角が零である地點を連ねる線が此東偏と西偏の兩區域の界になる、此線を無偏線(5)といふ、無偏線の通つてゐる地點では磁針は正確に南北を指す、東亞では無偏線は東亞、日本、太平洋西部の一部を包んで卵形をしてゐる。地球の極乃ち

(1) Halley. (2) C. Hansteen. (3) M. Neumayer. (4) L. A. Bauer.

(5) Agonic lines.



等偏角線圖

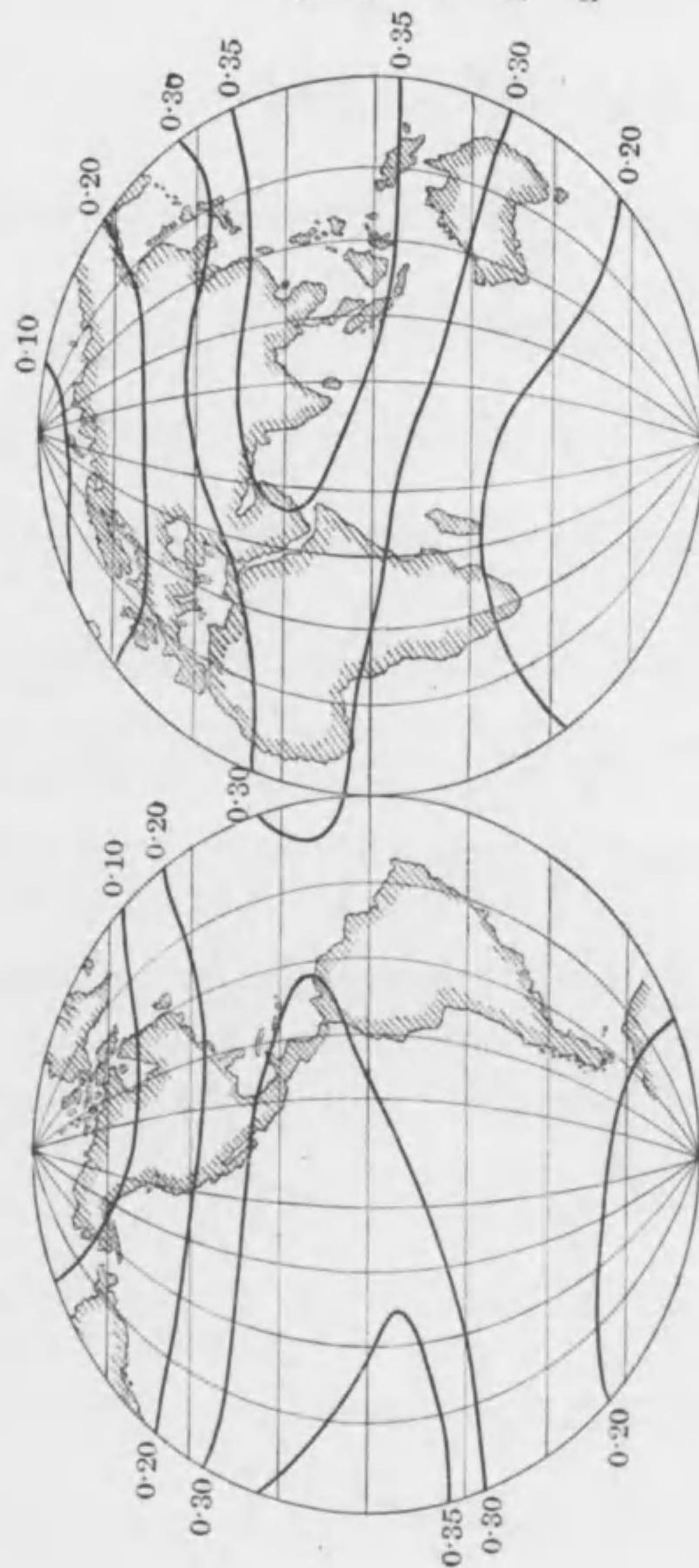
地理学⁽¹⁾上の南極と北極とは子午線は皆な竝に合一するから偏角と云ふ可きものは指し示し難い、然し地球磁気の兩極は地理学上の兩極とは合致しないから、其所には地理学上の子午線が知れてゐる譯である、然しながら竝には磁気の水平分力が無いから偏角が定まらない。地球の磁気の兩極の附近では距離により偏角の變り方は甚だ速かであるのは圖を見ると容易に判る。

(B) 等水平分力線は磁極を中央として不規則な楕圓の形をしてゐる、ガウスは水平分力の零の地點を磁極とした乃ち兩極では垂直分力のみである、さうして赤道附近に於ては水平分力は最大値を表はす、今この最大値を有する等水平分力線を**磁気赤道**⁽²⁾と云ふ。北半球では水平分力 0.1Γ の線は極地方乃ち綠洲を横斷しプリンス・アルバート・ランドを過ぎ北氷洋に入り北極を包んでゐる、又南半球では 0.1Γ の線は南ヴィクトリア・ランド⁽³⁾を包んで存在してゐる。水平分力 0.2Γ の線は北半球ではカムチャッカを横ぎり西比利亚を走り獨逸及び佛國を経て大西洋に入り北米合衆國を横ぎり太平洋に入り、カムチャッカに到り大きな圓を爲す。南半球では濠洲の南方洋上に於て南極大陸を包んでゐる。

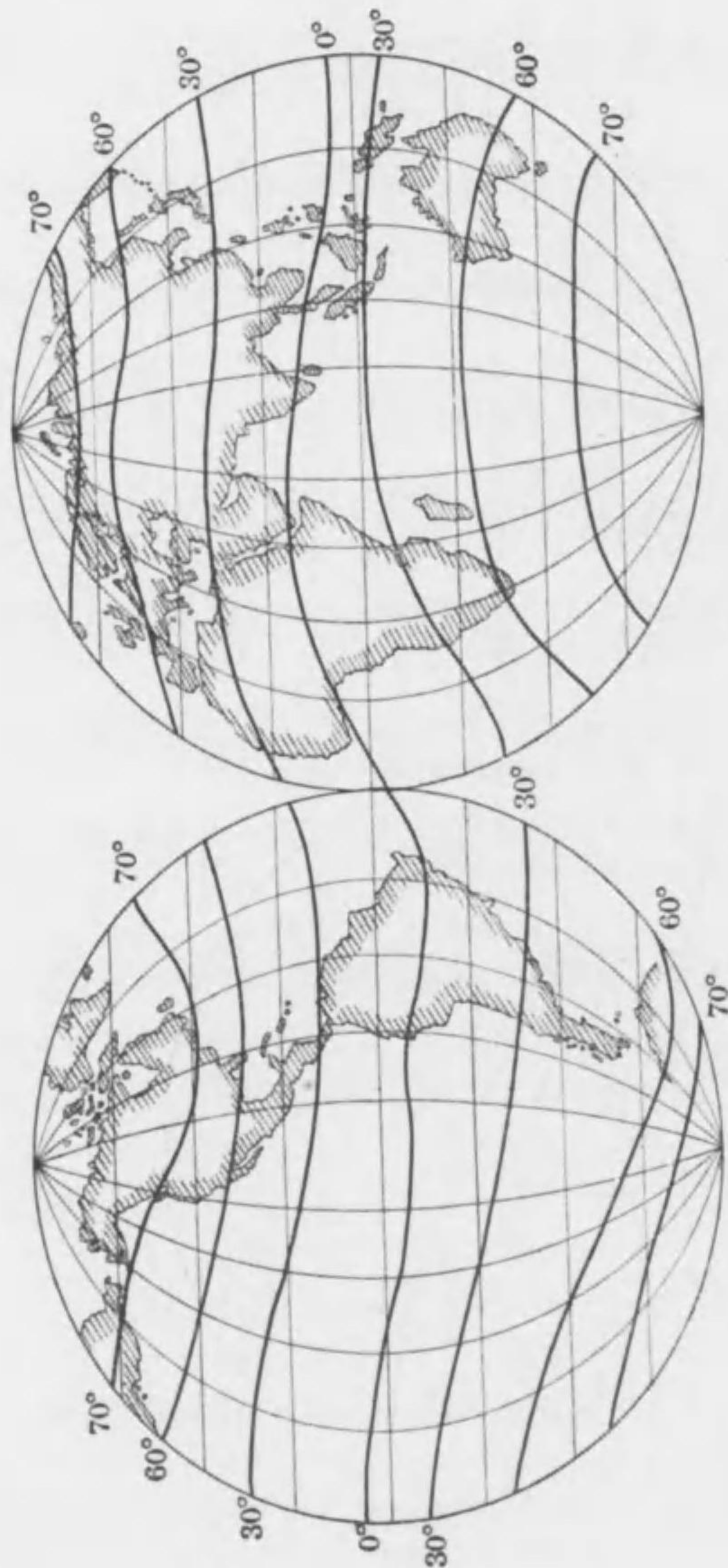
水平分力 0.3Γ の線は北半球では本邦中部及び朝鮮を横ぎり支那北部より西藏波斯を経て亞弗利加北部を通過す、夫より大西洋に入りキューバ島を経て合衆國南部を過ぎ太平洋に入り本邦に到る。南半球に於ては濠洲南部、南太平洋南部、南亞米利加、亞弗利加中部を横ぎる。

(C) 等伏角線を見るに 90° の線は亞弗利加とスーダンよりシルラレオンに互りて横ぎり大西洋よりブラジルに入り南米北部を横ぎり南太平洋の赤道地方を経て馬來半島を横斷しシイロン島を通過す。伏角の 90° の所は磁極にして南極は南ヴィクトリア・ランドの一部に在り、北極はブウシャフェリックス⁽⁴⁾に存在する。

⁽¹⁾ Geographical pole. ⁽²⁾ Magnetic equator.
⁽³⁾ South Victoria Land. ⁽⁴⁾ Boothia Felix.



等水平分力線圖



等 伏 角 線
第 31 圖

18. ガウスの地球磁気論 地球を多数の小さな立積素⁽¹⁾に分ち是等は皆獨立した磁石と考へ地球の表面上に於ける一點に作用する力を考へて見る. 此場合に各立積素の大きさは點から其立積素に至る距離に較べると甚だ小さいものとする, 斯の如き假定をする事が出来れば地球磁力は此小さな立積素の作用の合成と見ることが出来る, さうして各立積素と點の間に作用する力は第一に距離の二乗に逆比例すると考へることが出来る, 第二には地球内部に於ける磁氣の配布の状態に關係するものと考へることが出来る, 乃ち地球磁力は, (1) 距離の二乗に逆比例する法則と且つ地球磁氣の配布の特性に關係するものと, (2) 單に距離の二乗に逆比例するものとに分けることが出来る, ガウスは此第二の法則を研究した. ガウスは地球の磁氣の根元は地球の内部に在るものと假定した, 今地球の内部に容積 dv を考へ其磁力質量を $d\mu$ とし其點の座標を x, y, z とし, 座標の原點である地心からの距離を r とする, 然るときは此容積 dv は $-\frac{d\mu}{r}$ のポテンシャルを持つてゐる, 夫故に之を地球全體に就て積分すると地球の全磁力質量のポテンシャル V が得られる, 乃ち

$$V = - \int \frac{d\mu}{r}. \quad (18.1)$$

今 x, y, z の點に於ける磁力の分力を X, Y, Z とする, 但し X は北に向ふを正とし, Y は西に向ふを正とし, Z は眞下に向ふのを正とすると規定する, 然らば

(1) Volume elements.

$$X = \frac{\partial V}{\partial x}, \quad Y = \frac{\partial V}{\partial y}, \quad Z = \frac{\partial V}{\partial z}, \quad (18.2)$$

$$dV = \frac{\partial V}{\partial x} dx + \frac{\partial V}{\partial y} dy + \frac{\partial V}{\partial z} dz = X dx + Y dy + Z dz,$$

$$\therefore dV = F \cos \theta \cdot ds,$$

茲に F は全磁力, θ は ds と力の爲す角である。

$$X = \frac{1}{R} \frac{\partial V}{\partial \varphi}, \quad Y = -\frac{1}{R \cos \varphi} \frac{\partial V}{\partial \lambda}, \quad Z = -\frac{\partial V}{\partial h}.$$

今第32圖に示す様に地球の表面より上にある任意のA點のポテンシャルを計算しよう, 此A點の地心よりの距離を R とし, B點までの距離を r とし R と ρ の爲す角を θ とする, B點と地心の距離を ρ とする, 然る時は

$$r^2 = R^2 + \rho^2 - 2R\rho \cos \theta. \quad (18.3)$$

今A點の極座標を φ, λ とし, B點の極座標を φ', λ' とすれば

$$\cos \theta = \sin \varphi \sin \varphi' + \cos \varphi \cos \varphi' \cos (\lambda' - \lambda), \quad (18.4)$$

$$V = - \int \frac{d\mu}{\sqrt{R^2 + \rho^2 - 2R\rho \cos \theta}} = - \frac{1}{R} \int \frac{d\mu}{\left(1 - \frac{2\rho}{R} \cos \theta + \frac{\rho^2}{R^2}\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (18.5)$$

さて $\frac{2\rho}{R} \cos \theta - \frac{\rho^2}{R^2} = \kappa$ とおくと

$$(1-\kappa)^{-\frac{1}{2}} = 1 + \frac{\kappa}{2} + \frac{1.3}{2.4} \kappa^2 + \frac{1.3.5}{2.4.6} \kappa^3 + \dots$$

此式中に κ の値を入れて運算し之を $\frac{\rho}{R}$ の冪乗の順に列べると

$$(1-\kappa)^{-\frac{1}{2}} = P_0 + P_1 \frac{\rho}{R} + P_2 \frac{\rho^2}{R^2} + P_3 \frac{\rho^3}{R^3} + \dots,$$

但し P_0, P_1, P_2, \dots 等は $\cos \theta$ の函数であつて第一種ルジャンドル係數又は帶球函数である. P_n は有限級數で例へば次の様なものである:

$$P_0 = 1,$$

$$P_1 = \cos \theta,$$

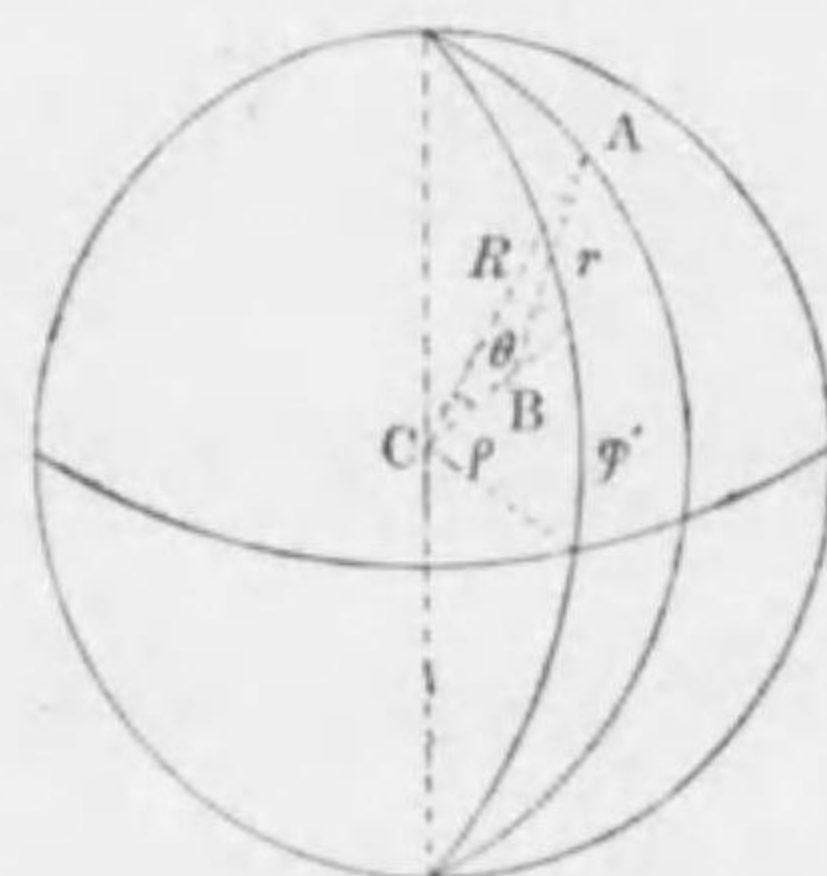
$$P_2 = \frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2},$$

$$P_3 = \frac{5}{2} \cos^3 \theta - \frac{3}{2} \cos \theta,$$

$$P_4 = \frac{35}{8} \cos^4 \theta - \frac{15}{4} \cos^2 \theta + \frac{3}{8},$$

$$P_5 = \frac{63}{8} \cos^5 \theta - \frac{70}{8} \cos^3 \theta + \frac{15}{8} \cos \theta,$$

$$\dots\dots\dots,$$



第 32 圖

故に

$$V = - \left\{ \frac{1}{R} \int P_0 d\mu + \frac{1}{R^2} \int P_1 \rho d\mu + \frac{1}{R^3} \int P_2 \rho^2 d\mu + \dots \right\}, \quad (18.6)$$

さて μ には正と負があり全地球内には正負同量あると云ふ基本的の假定をする, 且 $P_0 = 1$ であるから $P_0 \int d\mu = 0$ となる.

次に

$$P_1 \int \rho d\mu = \int \rho \cos \theta d\mu$$

$$= \int [\rho \sin \varphi \sin \varphi' + \rho \cos \varphi \cos \varphi' \cos (\lambda' - \lambda)] d\mu$$

$$= \sin \varphi \int \rho \sin \varphi' d\mu + \cos \varphi \cos \lambda \int \rho \cos \varphi' \cos \lambda' d\mu$$

$$+ \cos \varphi \sin \lambda \int \rho \cos \varphi' \sin \lambda' d\mu,$$

茲に $\rho \sin \varphi'$ は B より赤道面に至る距離であるから $\rho \sin \varphi' d\mu$ は地軸に対する磁気能率を表はし、従つて $\int \rho \sin \varphi' d\mu$ は地軸に対する全地球の磁気能率を表はす、之を $+\alpha$ で示す。

$\int \rho \cos \varphi' \cos \lambda' d\mu$ と $\int \rho \cos \varphi' \sin \lambda' d\mu$ は赤道面に於て互に直角を爲す二つの軸に対する全地球の磁気能率を表はす、之を $+\beta$ と $+\gamma$ で示す。然る時は

$$V = -\frac{1}{R^2}(\alpha \sin \varphi + \beta \cos \varphi \cos \lambda + \gamma \cos \varphi \sin \lambda) - \dots, \quad (18.7)$$

地球の半径を R_0 とし

$$\int P_1 \rho d\mu = -R_0^3 P', \quad \int P_2 \rho^2 d\mu = -R_0^4 P'', \quad \dots \quad (18.8)$$

とおけば

$$V = \frac{R_0^3}{R^2} P' + \frac{R_0^4}{R^3} P'' + \frac{R_0^5}{R^4} P''' + \dots, \quad (18.9)$$

但し P', P'', P''', \dots は φ と λ の函数である。此函数を $P^{(n)}$ で表はさう。是は地球表面上に於ける磁気観測から定めることが出来る。今茲にガウスの定め方を述べよう。

V は上述の通り φ と λ の函数で定まつた値を有し且つ

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad (18.10)$$

を満足する、此式を極座標に直すと

$$R \frac{\partial^2 (RV)}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^2} - \tan \varphi \frac{\partial V}{\partial \varphi} + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 V}{\partial \lambda^2} = 0 \quad (18.11)$$

となる。

(18.11) の中に (18.9) を入れると P', P'', P''', \dots 等の各係數

に對して次の様な一般の形の偏微分方程式が成り立つ：

$$n(n+1)P^{(n)} + \frac{\partial^2 P^{(n)}}{\partial \varphi^2} - \tan \varphi \frac{\partial P^{(n)}}{\partial \varphi} + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 P^{(n)}}{\partial \lambda^2} = 0, \quad (18.12)$$

此式の解を求めるに

$$P^{n,m} = \left\{ \sin^{n-m} \varphi - \frac{(n-m)(n-m-1)}{2(2n-1)} \sin^{n-m-2} \varphi + \frac{(n-m)(n-m-1)(n-m-2)(n-m-3)}{2 \cdot 4 \cdot (2n-1)(2n-3)} \sin^{n-m-4} \varphi \dots \right\} \cos^m \varphi$$

とすれば、 $P^{(n)}$ は斯の如きものの $(2n+1)$ 箇を集めて出来てゐる、乃ち

$$P^{(n)} = g^{n,0} P^{n,0} + (g^{n,1} \cos \lambda + h^{n,1} \sin \lambda) P^{n,1} + (g^{n,2} \cos 2\lambda + h^{n,2} \sin 2\lambda) P^{n,2} + \dots + (g^{n,n} \cos n\lambda + h^{n,n} \sin n\lambda) P^{n,n}, \quad (18.13)$$

但し $g^{n,0}, g^{n,1}, h^{n,1}, g^{n,2}, \dots$ 等は何れも一定の係數で數値に過ぎない。今 $P^{(n)}$ の二三の例を書いて見ると

$$\left. \begin{aligned} P^{(1)} &= g^{1,0} P^{1,0} + (g^{1,1} \cos \lambda + h^{1,1} \sin \lambda) P^{1,1}, \\ P^{(2)} &= g^{2,0} P^{2,0} + (g^{2,1} \cos \lambda + h^{2,1} \sin \lambda) P^{2,1} \\ &\quad + (g^{2,2} \cos 2\lambda + h^{2,2} \sin 2\lambda) P^{2,2}, \\ P^{(3)} &= g^{3,0} P^{3,0} + (g^{3,1} \cos \lambda + h^{3,1} \sin \lambda) P^{3,1} \\ &\quad + (g^{3,2} \cos 2\lambda + h^{3,2} \sin 2\lambda) P^{3,2}, \\ &\quad + (g^{3,3} \cos 3\lambda + h^{3,3} \sin 3\lambda) P^{3,3}, \\ &\quad \dots \end{aligned} \right\} (18.14)$$

$P^{(1)}$ は未定の係數を 3, $P^{(2)}$ は 5, $P^{(3)}$ は 7, $P^{(4)}$ は 9 を持つてゐるから P を (4) まで取るには未定係數が $(3+5+7+9)=24$ ある譯に

なる。さうして

$$V = \frac{R_0^3}{R^2} P^{(1)} + \frac{R_0^4}{R^3} P^{(2)} + \frac{R_0^5}{R^4} P^{(3)} + \frac{R_0^6}{R^5} P^{(4)}, \quad (18 \cdot 14)'$$

又地球磁力の分力は

$$X = \frac{1}{R} \frac{\partial V}{\partial \varphi}, \quad Y = -\frac{1}{R \cos \varphi} \frac{\partial V}{\partial \lambda}, \quad Z = -\frac{\partial V}{\partial R}.$$

$$\therefore \left. \begin{aligned} X &= \frac{R_0^3}{R^3} \left(\frac{\partial P^{(1)}}{\partial \varphi} + \frac{R_0}{R} \frac{\partial P^{(2)}}{\partial \varphi} + \frac{R_0^2}{R^2} \frac{\partial P^{(3)}}{\partial \varphi} + \dots \right), \\ Y &= -\frac{R_0^3}{R^3 \cos \varphi} \left(\frac{\partial P^{(1)}}{\partial \lambda} + \frac{R_0}{R} \frac{\partial P^{(2)}}{\partial \lambda} + \frac{R_0^2}{R^2} \frac{\partial P^{(3)}}{\partial \lambda} + \dots \right), \\ Z &= +\frac{R_0^3}{R^3} \left(2P^{(1)} + \frac{3R_0 P^{(2)}}{R} + \frac{4R_0^2 P^{(3)}}{R^2} + \dots \right). \end{aligned} \right\} (18 \cdot 15)$$

地球の表面に於ては $R=R_0$ であるから

$$\left. \begin{aligned} X &= + \left(\frac{\partial P^{(1)}}{\partial \varphi} + \frac{\partial P^{(2)}}{\partial \varphi} + \frac{\partial P^{(3)}}{\partial \varphi} + \dots \right), \\ Y &= -\frac{1}{\cos \varphi} \left(\frac{\partial P^{(1)}}{\partial \lambda} + \frac{\partial P^{(2)}}{\partial \lambda} + \frac{\partial P^{(3)}}{\partial \lambda} + \dots \right), \\ Z &= 2P^{(1)} + 3P^{(2)} + 4P^{(3)} + \dots \end{aligned} \right\} (18 \cdot 16)$$

故に地球の面上に於ては磁力のポテンシャルは

$$V = R_0 (P^{(1)} + P^{(2)} + P^{(3)} + P^{(4)}). \quad (18 \cdot 17)$$

(i) 地球の表面の各地點に於ける V の値を知れば任意空間に於ける V, X, Y, Z の値が知れる。

各子午線上の磁力北分 X を観測する、さうして $\int_{\frac{\pi}{2}}^{\varphi} X d\varphi$ を作る。

$$\int_{\frac{\pi}{2}}^{\varphi} X d\varphi = -I, \quad \therefore -\frac{\partial I}{\partial \varphi} = X = \frac{\partial V}{R \partial \varphi}.$$

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} (V + RI) = 0, \quad \therefore V + RI = \text{const.}$$

極に於ては $\varphi = \frac{\pi}{2}$ であつて $I=0$, 又 $V = V_{\frac{\pi}{2}}$ とする,

$$I = \frac{V_{\frac{\pi}{2}} - V}{R}, \quad \therefore V = V_{\frac{\pi}{2}} - RI.$$

乃ち極に於けるポテンシャルの値 $V_{\frac{\pi}{2}}$ を知れば地球の各點に於ける V を知ることが出来る。

實際に於て一子午線は 90° あるから 10° 毎に點をとり、 I の 9 箇の値を定める 9 箇の方程式が得られる、之を澤山の子午線に於て計算すると最小二乗法により $P^{(n)}$ の箇々の値が得られる。

又

$$Y = -\frac{1}{R \cos \varphi} \frac{\partial V}{\partial \lambda} = \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial I}{\partial \lambda} = -\frac{1}{\cos \varphi} \int_{\frac{\pi}{2}}^{\varphi} \frac{\partial X}{\partial \lambda} d\varphi.$$

地球上各點に於ける X の値が知れば Y の値が知れる。

次に V が知れば

$$Z = -\frac{\partial V}{\partial R} = 2P^{(1)} + 3P^{(2)} + 4P^{(3)}$$

だから Z も知れ、従つて $P^{(n)}$ の凡ての値が知れる。

緒て本論に立ち歸へる。一緯度圈上に多數の地點を選定し磁力測定を爲し X, Y, Z の値を知り之を次の様に λ の函數として表はす:

$$\left. \begin{aligned} X &= k + k' \cos \lambda + K' \sin \lambda + k'' \cos 2\lambda + K'' \sin 2\lambda + \dots, \\ Y &= l + l' \cos \lambda + L' \sin \lambda + l'' \cos 2\lambda + L'' \sin 2\lambda + \dots, \\ Z &= m + m' \cos \lambda + M' \sin \lambda + m'' \cos 2\lambda + M'' \sin 2\lambda + \dots \end{aligned} \right\} (18 \cdot 18)$$

X, Y, Z に實測値を入れ最小二乗法により各係数を定める。ガウスはその当時蒐集し得た91地點の観測値から此係数を算出し次の結果を得た。

$$\begin{aligned}
 X &= (937.103 + 142.490 \sin \varphi - 56.603 \sin^2 \varphi - 435.420 \sin^3 \varphi) \cos \varphi \\
 &+ (-79.518 + 181.435 \sin \varphi - 298.732 \sin^2 \varphi - 368.808 \sin^3 \varphi + 610.357 \sin^4 \varphi) \cos \lambda \\
 &+ (-33.507 + 283.892 \sin \varphi + 259.349 \sin^2 \varphi - 143.383 \sin^3 \varphi - 253.448 \sin^4 \varphi) \sin \lambda \\
 &+ (-73.193 - 105.652 \sin \varphi + 219.579 \sin^2 \varphi + 183.164 \sin^3 \varphi) \cos \varphi \cos 2\lambda \\
 &+ (-22.766 + 175.330 \sin \varphi + 68.098 \sin^2 \varphi + 170.292 \sin^3 \varphi) \cos \varphi \sin 2\lambda \\
 &+ (19.774 - 4.188 \sin \varphi - 79.096 \sin^2 \varphi) \cos^2 \varphi \cos 3\lambda \\
 &+ (-0.178 + 56.250 \sin \varphi + 0.716 \sin^2 \varphi) \cos^2 \varphi \sin 3\lambda \\
 &- 16.508 \sin \varphi \cos^3 \varphi \cos 4\lambda - 12.701 \sin \varphi \cos^3 \varphi \sin 4\lambda, \\
 Y &= (188.303 + 33.507 \sin \varphi - 47.794 \sin^2 \varphi - 64.112 \sin^3 \varphi) \cos \lambda \\
 &+ (64.437 - 79.518 \sin \varphi + 122.936 \sin^2 \varphi - 152.589 \sin^3 \varphi) \sin \lambda \\
 &+ (90.184 + 45.532 \sin \varphi - 85.146 \sin^2 \varphi) \cos \lambda \cos 2\lambda \\
 &+ (14.670 - 146.386 \sin \varphi - 91.582 \sin^2 \varphi) \cos \lambda \sin 2\lambda \\
 &+ (56.250 + 0.534 \sin \varphi) \cos^2 \varphi \cos 3\lambda \\
 &+ (4.188 + 59.322 \sin \varphi) \cos^2 \varphi \sin 3\lambda \\
 &- 12.701 \sin^2 \varphi \cos 4\lambda + 16.508 \cos^2 \varphi \sin 4\lambda, \\
 Z &= -24.593 + 1896.847 \sin \varphi + 400.343 \sin^2 \varphi - 75.471 \sin^3 \varphi - 544.275 \sin^4 \varphi \\
 &+ (73.700 - 107.763 \sin \varphi + 491.744 \sin^2 \varphi - 762.946 \sin^3 \varphi) \cos \varphi \cos \lambda \\
 &+ (-395.724 - 155.473 \sin \varphi + 191.176 \sin^2 \varphi + 320.560 \sin^3 \varphi) \cos \varphi \sin \lambda \\
 &+ (34.187 - 292.772 \sin \varphi - 228.955 \sin^2 \varphi) \cos^2 \varphi \cos 2\lambda \\
 &+ (-147.439 - 91.064 \sin \varphi + 212.865 \sin^2 \varphi) \cos^2 \varphi \sin 2\lambda \\
 &+ (5.584 + 98.870 \sin \varphi) \cos^3 \varphi \cos 3\lambda \\
 &+ (-75.000 - 0.890 \sin \varphi) \cos^3 \varphi \sin 3\lambda \\
 &+ 20.635 \cos^4 \varphi \cos 4\lambda + 15.876 \cos^4 \varphi \sin 4\lambda.
 \end{aligned}$$

皆てこれにより上記 $k, l, m, K', L', M', \dots$ の係数の値から (18.14) の係数 $g^{1,0}, g^{2,0}, g^{3,0}, \dots, g^{1,1}, g^{2,1}, \dots$ 等を算出しなければ

らない夫には l は理論上當然 0 になる可きであるが實際の計算では 0 にならないのは観測値の精確度の目安となる, (18.14), (18.16), (18.18) の三式を較べると

$$\begin{aligned}
 k &= +g^{1,0} \frac{dP^{1,0}}{d\varphi} + g^{2,0} \frac{dP^{2,0}}{d\varphi} + g^{3,0} \frac{dP^{3,0}}{d\varphi} + \dots, \\
 m &= 2g^{1,0} P^{1,0} + 3g^{2,0} P^{2,0} + 4g^{3,0} P^{3,0} + \dots
 \end{aligned}$$

を得る。

以上の式から $g^{1,0}, g^{2,0}, g^{3,0}, \dots$ 等を定める。

是と同じ様に

$$\begin{aligned}
 k' &= g^{1,1} \frac{dP^{1,1}}{d\varphi} + g^{2,1} \frac{dP^{2,1}}{d\varphi} + g^{3,1} \frac{dP^{3,1}}{d\varphi} + \dots, \\
 L' &= g^{1,1} \frac{P^{1,1}}{\cos \varphi} + g^{2,1} \frac{P^{2,1}}{\cos \varphi} + g^{3,1} \frac{P^{3,1}}{\cos \varphi} + \dots, \\
 m' &= 2g^{1,1} P^{1,1} + 3g^{2,1} P^{2,1} + 4g^{3,1} P^{3,1} + \dots,
 \end{aligned}$$

より $g^{1,1}, g^{2,1}, g^{3,1}, \dots$ 等を定める。

$$\text{又, } K' = h^{1,1} \frac{dP^{1,1}}{d\varphi} + h^{2,1} \frac{dP^{2,1}}{d\varphi} + h^{3,1} \frac{dP^{3,1}}{d\varphi} + \dots,$$

$$l' = -h^{1,1} \frac{P^{1,1}}{\cos \varphi} - h^{2,1} \frac{P^{2,1}}{\cos \varphi} - h^{3,1} \frac{P^{3,1}}{\cos \varphi} - \dots,$$

$$M' = 2h^{1,1} P^{1,1} + 3h^{2,1} P^{2,1} + h^{3,1} P^{3,1} + \dots$$

から $h^{1,1}, h^{2,1}, h^{3,1}, \dots$ 等を定める。

同様に

$$k'' = g^{2,2} \frac{dP^{2,2}}{d\varphi} + g^{3,2} \frac{dP^{3,2}}{d\varphi} + g^{4,2} \frac{dP^{4,2}}{d\varphi} + \dots,$$

$$L'' = 2g^{2,2} \frac{P^{2,2}}{\cos \varphi} + 2g^{3,2} \frac{P^{3,2}}{\cos \varphi} + 2g^{4,2} \frac{P^{4,2}}{\cos \varphi} + \dots,$$

$$m'' = 3g^{2,2}P^{2,2} + 4g^{3,2}P^{3,2} + 5g^{4,2}P^{4,2} + \dots$$

から $g^{2,2}, g^{3,2}, g^{4,2}, \dots$ 等を定める.

借てこれより地球の磁気能率⁽¹⁾を計算しよう, (18-8)と(18-9)の式から

$$-R_0^3 P' = \alpha \sin \varphi + \beta \cos \varphi \cos \lambda + \gamma \cos \varphi \sin \lambda$$

である, 此 α, β, γ の値を数値で置き換へると

$$P' = +925.782 \sin \varphi + 89.024 \cos \varphi \cos \lambda - 178.744 \cos \varphi \sin \lambda$$

となる, 依つて地軸に対する磁気能率は $-925.782 R_0^3$ となる, 又経度 0° と 90° の所の直徑に対する磁気能率は $-89.024 R_0^3$ と $+178.744 R_0^3$ になる, 尤も是はフンボルト⁽²⁾ 單位の $\frac{1}{1000}$ で表はしたのである, フンボルトは磁力の比較観測をし磁針の振動数を測定して磁力の大きさを定めた, 嘗つてペルー⁽³⁾ で 211 回振つたものが同時間中に巴里では 245 回であつた, 此ペルーのは最も回数が少いのを磁力の單位として 1 とした, 夫故に巴里の磁力は $\frac{245}{211} = 1.348$ となる, 夫故に以上の數値を C.G.S. 單位にすると

$$+0.323476 R_0^3, \quad +0.031106 R_0^3, \quad -0.062456 R_0^3$$

となる.

次に磁極の位置が定められる, 夫はガウスが $\frac{V}{R}$ の線を全地球に就て描いて見ると此等ポテンシャル線は南北兩球に於て夫々一つの卵形⁽⁴⁾ を爲し夫が各一つの點を抱擁する, 此點に於ては伏角は 90° であつて水平分力は 0 になる, 之が磁極である, 此様にして決定して北極は $73^\circ 35' N, 95^\circ 39' W$ となる.

(1) Magnetic moment.

(3) Peru.

(2) Humboldtsche Einheit.

(4) Oval.

以上は單にガウスの定理の小結果に過ぎない, 此定理の最も大きな産物は地球磁氣の原因の所在が何處かを決定し得たことである.

元來地球磁氣は既に述べた様に地球内部のみに原因が在るのではなく, 其一部は地球以外に原因があるとすれば (18-14) の外に是に相應する項を加へて磁氣ポテンシャル V は

$$V = R_0 \left(P' \frac{R_0^2}{R^2} + P'' \frac{R_0^3}{R^3} + P''' \frac{R_0^4}{R^4} + \dots + P^{(m)} \frac{R_0^{m+1}}{R^{m+1}} + \dots \right. \\ \left. + T' \frac{R}{R_0} + T'' \frac{R^2}{R_0^2} + T''' \frac{R^3}{R_0^3} + \dots + T^{(m)} \frac{R^m}{R_0^m} + \dots \right),$$

茲にある T', T'', T''', \dots 等は地球以外にある原因による地磁氣のポテンシャルの地球の表面に於ける値を表はす球函數である.

地球の表面上に於ける一點に就ては

$$-\frac{\partial V}{\partial R} = Z = 2P' + 3P'' + \dots + (m+1)P^{(m)} + \dots \\ -(T' + 2T'' + 3T''' + \dots + mT^{(m)} + \dots).$$

今 Z の m 番目の項を $Z^{(m)}$ で示すと

$$Z^{(m)} = (m+1)P^{(m)} - mT^{(m)},$$

又 V の m 番目の項を $V^{(m)}$ で示すと

$$V^{(m)} = R_0(P^{(m)} + T^{(m)}).$$

さて地球表面上の各地で垂直分力を観測すると $Z^{(m)}$ が知れ又水平分力を観測すれば $V^{(m)}$ が知れる, さうして $T^{(m)}$ は大體として零であることが知れた, 乃ち地球磁力を起こす原因は主と

して地球の内部に在つて外部の原因は殆んど無いと云つて良
ろしい位であることが知れた。

ガウスは地球を廻轉楕圓體として以上の計算を行ふのが理
論上には至當であるが然し當時の觀測値は地球を楕圓體と見
做して計算を要する程には正確なものでなかつたと云ふ關係
上地球を上記の様に球體と見做して計算した。

シュミットは初めから地球磁力の原因は内部にのみ在ると
云ふ如き假定を全く避けて、ポテンシャルの無い磁場と地球内
部の原因から起こる磁場と、地球以外の原因から起こる磁場の
三者が合成して現實の地球磁氣の磁場を起こしてゐるものと
し、且つ地球を廻轉楕圓體として1885年分のノイマイヤー⁽¹⁾の
磁力圖によりこの種の計算を施し地球磁力の $\frac{1}{40}$ 程が地球
以外の原因から起こることを見出した、又パワーは1922年の
材料で同じ計算をし全磁力の約3%が地球以外の原因から來
たることを知つた、パワーの材料には磁氣測量船で測つた各海
洋の材料をも加はつてゐるから正確なものと見做し得る。

ガウスの理論と直接の關係はないが茲に一つの重要な問題
がある、今までの理論では地球磁力の分力 X, Y, Z は同一のポ
テンシャルから微分して求め得可きことを假定したが此ポテ
ンシャルを有する力の外にポテンシャルの無い磁力が存在し
てゐる。今 s の方向に於ける磁力の分力を F_s とすると此力が
ポテンシャル V を有するときは

$$dV = -F_s ds,$$

⁽¹⁾ Neumayer.

$$\therefore \int_1^2 dV = V_2 - V_1$$

となる、夫故に一つの閉止曲線⁽¹⁾に沿うて積分すれば0となる:

$$\int dV = -\int F_s ds = 0.$$

今 s の曲線を水平にとり F_s の代りに水平分力 H をとり線
素⁽²⁾ ds と磁北の爲す角を θ とすれば上式は

$$\int H \cos \theta ds = 0.$$

磁力がポテンシャルを有する部分のみであれば此積分は零
になる、然し零にならない時は此曲線で包む面積を垂直に通つ
てゐる電流が存在してゐて磁場の一部を爲してゐると解釋す
ることが出来る、此電流の強さを i とすると

$$\int H \cos \theta ds = 4\pi i.$$

此電流は空氣中を垂直に流れるイオン流と考へられてゐる。
磁力の實測の値から此積分を計算して此電流の強さ i を求め
たものがある。本邦に於ては田中館先生が1895年の日本全國
磁氣測量の結果曲線を九州から北海道までを包む様に地形な
りにとり面積は $5.701 \times 10^6 \text{ km}^2$ であつた。平均の電流の強さ
は $-0.027 \text{ amp./km.}^2$ であることが知れた(一)は電流が下方に
向ふのを示す。佛國ではモーラン⁽³⁾の計算によると $+0.0013$
 amp./km.^2 であつた乃ち本邦に於ける値よりは小さく且つ方
向は上方に向つてゐる。米國ではパワー⁽⁴⁾の計算では -0.033

⁽¹⁾ Closed Curve. ⁽²⁾ Element of curve.

⁽³⁾ Ch. Maurain. ⁽⁴⁾ L. A. Bauer, Terr. Mag. (1920) 155.

amp./km.² であつて本邦に於けるものと似てゐる。

パワーが全地球上に就て 1920 年に於ける垂直電流の強さを計算したものとよると次表の様になる。

地帯	全電流	電流の強さ
90° N—45° N	+194×10 ⁴ amp.	+26×10 ⁻³ amp./km. ²
45° N—45° S	-354×10 ⁴ "	-10×10 ⁻³ "
45° S—90° S	+160×10 ⁴ "	+21×10 ⁻³ "

乃ち垂直電流は磁力の測定から得られた、然るに一方に於ては空中電気の観測から矢張り空氣中に垂直電流⁽¹⁾の存するものがあつて其大きさは大約 3×10^{-6} の桁である、是は磁力の方から得た値の 10^{-4} 位に當るから全然桁が合はない、且つまた空中電気の方では此電流は地球面上各地で一様に下向流でなくてはならないが、磁氣の方からは熱帯及び温帯地方では下向流であるが高緯度地方では上向流であると云ふ結論であるから、兩者相合致しない。

是の兩者の喰ひ違ひは如何にして解釋す可きか、是は今後の磁氣研究家の遭遇する大問題の一つであらう。

⁽¹⁾ Air-earth current of atmospheric electricity.

第四章

地球磁力の永年變化

19. 一 地磁力の永年變化 地球上の同一地點に於て永年の間磁氣要素の値を實測して年々の平均値を算出する時は其値は年々多少づつ變化することを見出す、例へば英京ロンドンに於ける觀測を見るに 1580 年には偏角は $11^{\circ} 15' E$ であつたが、1818 年には $24^{\circ} 38' 25'' W$ となつた、さうして現時は $17^{\circ}-18^{\circ} W$ となつてゐる、今同地の偏角の値を年次順に列擧すると次の様である：

1580	$11^{\circ} 15' E$	1692	$6^{\circ} 30' W$	1820	$24^{\circ} 34' 5'' W$
1622	$6^{\circ} 0' E$	1723	$14^{\circ} 17' W$	1860	$21^{\circ} 39' 8'' W$
1634	$4^{\circ} 6' E$	1743	$17^{\circ} 40' W$	1870	$29^{\circ} 18' 8'' W$
1657	$0^{\circ} 0' E$	1773	$21^{\circ} 9' W$	1880	$18^{\circ} 58' 0'' W$
1665	$1^{\circ} 22' W$	1787	$23^{\circ} 19' W$	1893	$17^{\circ} 27' W$
1672	$2^{\circ} 30' W$	1795	$23^{\circ} 57' W$	1900	$16^{\circ} 52' 7'' W$
		1802	$24^{\circ} 6' W$	191	$14^{\circ} 18' 2'' W$

此種の變化を永年變化⁽¹⁾と云ふ。

本邦に於て文化元年乃ち 1804 年には伊能忠敬が東北地方の測量を爲した時には偏角は丁度 0° の頃であつた、享和 3 年乃ち 1803 年に江戸灣で和蘭の船員の測定したものは $19^{\circ} E$ であつた、さうして東京に於ける現時の偏角は約 $5^{\circ} W$ である。

凡そ同一の場所に於ては磁氣要素の値は必ずしも時間に比

⁽¹⁾ Secular variation.

例をして變化をするとは云へない、兩者の關係は大體二次式で表はされることが多い、例へば偏角に就て云ふと、時刻 t に於ての値を D_0 とすれば、時刻 t に於ては

$$D = D_0 - a(t - t_0) - b(t - t_0)^2$$

となる。獨國ポツダム地球磁氣觀測所では

$$D = -10^{\circ}17'24 + 5'14(t - 1896 \cdot 0) - 0'104(t - 1896 \cdot 0)^2.$$

茲に(-)は東偏を示す。偏角のみならず水平分力も伏角も同じ様な式で表はされる。今同所に於ける永年變化の平均値を掲げると、

$$1891-1900 \begin{cases} \Delta D = -5'19 \\ \Delta I = -1'38 \\ \Delta H = +22\gamma \end{cases} \quad 1901-1910 \begin{cases} \Delta D = -5'55 \\ \Delta I = -0'36 \\ \Delta H = -37'4 \end{cases}$$

永年變化を地球上各地に就て算出し更に各地の値を緯度 φ と經度 λ の函數として表はすと

$$\Delta D = -8'8 - 0'06(\varphi - 50^{\circ}) - 0'03(\lambda - 10^{\circ}),$$

$$\Delta I = +1'1 + 0'18(\varphi - 50^{\circ}) + 0'09(\lambda - 10^{\circ}),$$

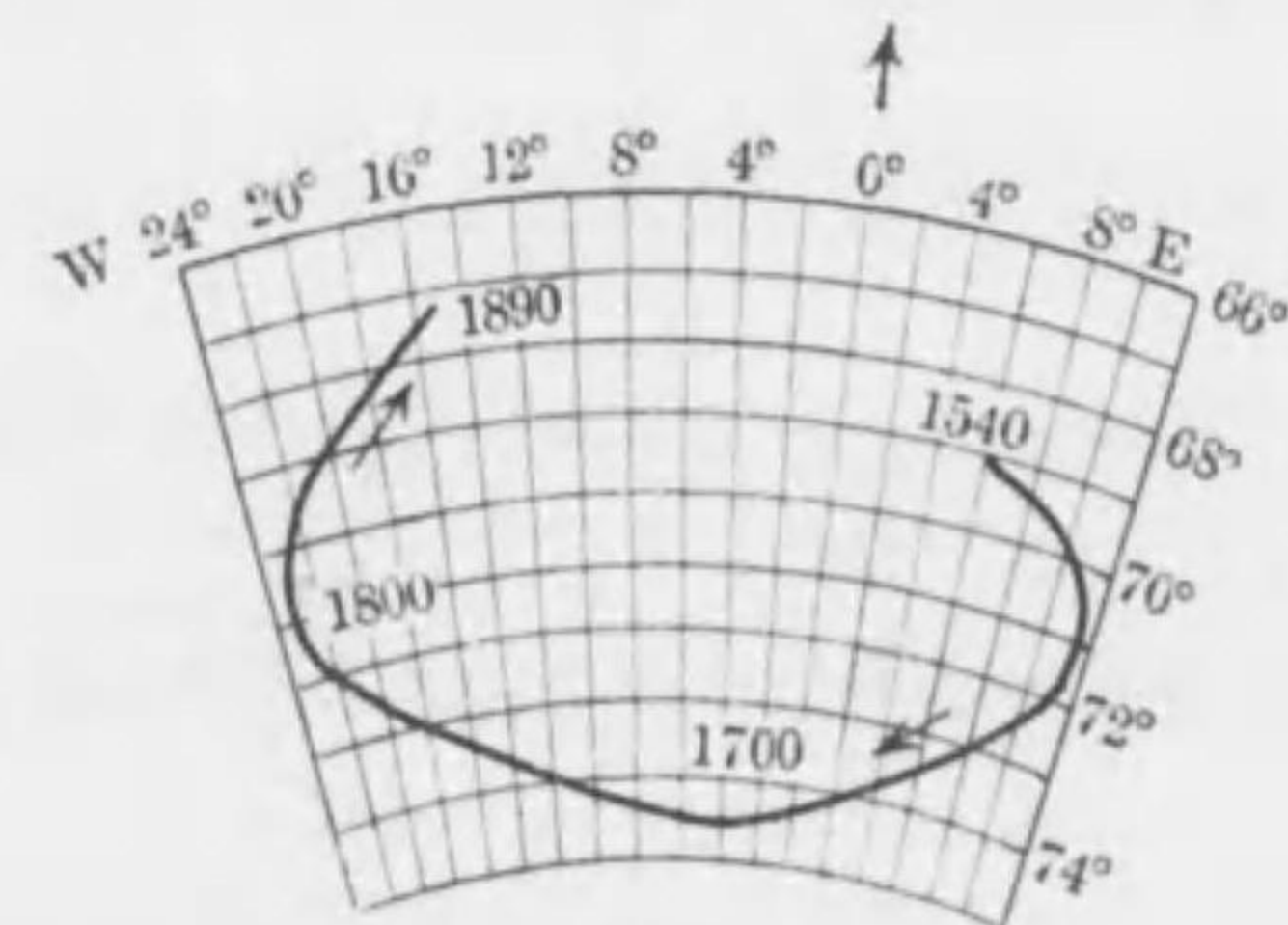
$$\Delta H = -22\gamma - 0'9(\varphi - 50^{\circ}) - 0'5(\lambda - 10^{\circ})$$

になる。

米國のパワー⁽¹⁾は偏角と伏角の永年變化を示す爲めに永年間の觀測値を蒐めて特種の圖を描いた、是は重心を吊つてある磁針があつて其指北極が畫いて行く跡を、針の中心に觀察者が

⁽¹⁾ L. A. Bauer, *Beiträge zur Kenntnis d. Wesens d. Säkular-Variation des Erdmagnetismus, Inaug.-Disert* (Berlin, 1895).

居て之を見るときに、眼に映すところを表はしたものである。第33圖はロンドンに於ける1540年から1900年に至る間の變化を示す。圖中の數字は伏角と偏角を示す、偏角は東西に分ち、線は4度毎に引き、伏角は2度毎に盛つてある。



第 33 圖

此圖を見ると次の事實が知れる、(1) 磁

針の移動して行く方向は時計の針と同じ向きである、(2) 此曲線は其地の子午線に對して對稱的ではない、(3) 曲線の形は一概に決定し難いが楕圓の弧で之を代理させ得るかとも考へられる、(4) 偏角の東極と西極の間は235年になつてゐる、然し是は永年變化の週期の半分に相當するとは云へない、夫は1580年以前のこと判つてゐないのと、今後のことも知れないからである。

パワーはロンドン市の外にローマ市、ケープタウン市その他の土地に就て同様の圖を作つたが、何れにしても磁針の指北極は時計の針と同じ向きに移動しつつあることを確認した。

20. 全地球上の磁力永年變化 以上は單に一地に於ける磁力の永年變化を論じたものであるが、是によつて甲地と乙地では變化が多少は異なるが、然し大した差異はないことが知れた。是を全地球上に就て見ると永年變化は地理的に差異が

可なりある、今1922年に於ける永年変化を見るに先づ偏角では
 歐洲西部では $+11^\circ$ であるが南米中部では -8° である、さうし
 て臺灣附近から太平洋を経て加州に至る邊は 0° の区域になつ
 てゐる、伏角も水平分力も夫々永年変化は地理的に差異が大き
 い。

和蘭のベンメレン⁽¹⁾ は古昔からの偏角の値を蒐集して地球
 磁気の永年変化を研究し地磁気の北極は1600年以來赤道の方
 に向つて移動しつつあることを見出した、然し是は他の方面か
 らの研究と對比して見る必要がある。

カールハイム・ギレンシエルド⁽²⁾ 翁はガウスの地球磁力のポ
 テンシャルを表はす球函数 $g^{n,m}$ や $h^{n,m}$ は單に経緯度 λ , φ の
 函数である許りではなく是はまた時 t の函数であると考へた、
 さうして多くの時期に於ける $g^{n,m}$, $h^{n,m}$ の値が知れてゐると
 之を t の函数として表はすことが出来る。同翁はこの計算を
 行つた、乃ち

$$V = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \alpha_n^m \cos(m\lambda + \beta_n^m) P_n^m(\cos\theta),$$

茲に β_n^m は時 t の函数であつて一次式とす又 α_n^m は常數である。
 地球磁力は之を數箇の分力に分けられる、さうして各分力は異
 なつた速さで地球を周動する、その内で週期の最も短かいもの
 は300年位であるが最も長いものは3100年もかゝる、乃ち $P^{1,1}$
 は3147年、 $P^{1,2}$ は1381年、 $P^{2,2}$ は454年で一廻りすることを見
 出した、是は元より計算の結果であつて其物理的の實在は問題
 である。

⁽¹⁾ W. Van Bemmelen. ⁽²⁾ Carlheim-Gyllenskiöld.

實際に於て地球磁力の測定が正確になつたのは19世紀から
 であるから、地球磁力の永年変化の調査は寧ろ年數は僅ながら
 も此正確な測定値を資料とするも一つの方法である、パワー⁽¹⁾
 は先づ1903年頃までの全地球上の磁気力圖によつたガウスの球
 函数の式の係數の値を利用し地球の磁軸に關する磁氣能率 M
 を計算した：

番號	I	II	III	IV	V	VI	VII
年次	1829	1842	1842	1880	1885	1885	1885
M.	$0.32690 R^3$	$0.32820 R^3$	$0.32927 R^3$	$0.32344 R^3$	$0.32272 R^3$	$0.32237 R^3$	$0.32293 R^3$
人名	ニルマン、 ベテルセン	アダムス	フリッチ	アダムス	フリッチ	ノイマイ ヤー	シュミット

以上の中で I, II, III の平均は $0.32812 R^3$ になる、是は年次で
 は略々 1838 年の分に當る、又 IV から VII までの四値の平均は
 $0.32287 R^3$ となり年次では 1884 年の分になる、そこで

$$\frac{0.32812 - 0.32287}{0.32812} = \frac{0.00525}{0.32812} = 1.6\%, \quad \frac{1.6}{100 \times 46} = \frac{1}{2880},$$

乃ち1年に就き M の値は $\frac{1}{2880}$ づつ減少することになる、其
 後にパワーは $60^\circ N$ から $60^\circ S$ までの間の實測値を利用して
 1890-1900 年間に地球の磁氣能率は $\frac{1}{2170}$ だけ毎年減少するこ
 とを知つた。

パワーは地方磁氣常數⁽²⁾ と云ふ新要素を導入し、その永年變
 化を研究した、今地球磁力を簡單に考へ地心の所に一磁石があ

⁽¹⁾ L. A. Bauer, Terr. Mag. (1903), 97; (1910), 107; (1914), 124.

⁽²⁾ Local magnetic constant.

つて其磁氣能率を M とす、其磁石の中心より r の距離乃ち地球の表面に於て磁石の軸と α の角を爲す地點に於けるポテンシャル V は

$$V = \frac{M \cos \alpha}{r^2}$$

今磁力の垂直と切線の向きの分力を計算しよう、之を N と T とすれば

$$N = -\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{2M \cos \alpha}{r^3}, \quad T = -\frac{\partial V}{r \partial \alpha} = \frac{M \sin \alpha}{r^3}$$

依つて $\left(\frac{M}{R^3}\right)^2 = T^2 + \left(\frac{N}{2}\right)^2$ となる地球磁氣では水平分力を H とし垂直分力を Z とすると T は H であり N は Z であるから $\frac{M}{R^3}$ を G とすると、

$$G^2 = H^2 + \left(\frac{Z}{2}\right)^2$$

G を地方磁氣常數と云ふ

パワーは全地球上の主要地に於て G 乃ち $\frac{M}{R^3}$ の値を計算し、 G は 1900 年より 1910 年に至る間の平均では 0.319 C.G.S. に當り、年々の變りは γ を單位とすると -21γ に當ることを發見した。一般に G の年々の變りは (-) であり

$$\frac{21 \times 0.00001}{0.319} = \frac{21}{31900} = \frac{1}{1520}$$

乃ち年々の變化の割合は矢張り前に述べたものと大差がない。

今茲に立體積素 $d\tau = dx dy dz$ の中の磁場の強さを F で示し、透磁率⁽¹⁾を μ とするとエネルギー W は

⁽¹⁾ Fermeability.

$$W = \frac{1}{8\pi} \int \mu F^2 d\tau = \frac{1}{8\pi} \int \int \int \mu \left\{ \left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2 \right\} d\tau$$

パワーは 1838 と 1884 年の材料によつて、1838 年には $0.03635R^3$ であるが、1884 年には $0.03532R^3$ となつた、依つて 46 年間には $0.00103R^3$ 乃ち 2.88% 又は $\frac{1}{35}$ だけ減少したことを見出した。

21. 地球の磁極の移動 地球の磁極の位置も年々變化するを免かれない、1900 年に露國のフリツチ⁽¹⁾ の調査によれば南北兩極の位置は次表の様に變つてゐた：

北 極		南 極	
年 次	緯 度	年 次	緯 度
1550	76° 18' N	1550	81° 26' S
1690	78 42	1600	81 16
1650	80 12	1650	80 30
1700	75 51	1700	77 12
1780	71 36	1780	71 6
1842	70 52	1840	73 5
1885	69 57	1885	73 45
1900	69 18	1900	74 0

以上は何れも計算によつて求めた値である、勿論計算と云つても理論からではなく各地で測定した磁氣要素の値を綜合して割り出したものである。

實地に探險を行つて兩極の位置を求めたものがある、1831 年に英國のロス⁽²⁾ は伏角を極地の各所で測定して北極の位置を見出し 70° 5' N, 96° 46' W と定めた、1903-1906 年にアムンドセ

⁽¹⁾ H. Fritsche. ⁽²⁾ J. Clark Ross.

ン⁽¹⁾ が之を決定したものがあつた、乃ち $70^{\circ} 30' N$, $95^{\circ} 30' W$ であつた。

南極は 1841 年にロスの定めたところでは $75^{\circ} 5' S$, $154^{\circ} 8' E$ であつた、また 1903-1904 年に英國の南極探險隊⁽²⁾ の手で決定し $72^{\circ} 41' S$, $156^{\circ} 25' E$ とした、1909 年には第二回の英國南極探險隊の手で再決定をして $72^{\circ} 25' S$, $154^{\circ} 0' E$ とした。

ロスが北極の位置を決定するに用ゐた同じ資料により更に計算の方法を更へて之を再決定すれば $70^{\circ} 5' 4'' N$, $96^{\circ} 53' 5'' W$ となる。

アムンドセンの實測によると北極の位置は一日中に於ても整然たる變化を爲し極の描く曲線は卵形にして經度の差は 22 km 位緯度の差は 14 km 位ある。

⁽¹⁾ Roald Amundsen. ⁽²⁾ English South Pole Expedition.

第五章

地球磁力の週期變化

22. 地球磁力の一月中の變化 地球磁力は 1 日を週期として整然たる變化をする、今觀測値から此變化を見るには先づ毎時刻に就き長日月の間の平均を作り之を全 1 日乃ち 24 時間の平均値からの偏差を求めなければならない、此毎時刻の平均値にも永年の變化が混入してゐるから之を除く方法を講ずる必要がある、夫には色々の方法があるが普通は 0 時の値と 24 時の値の差を以て永年變化による一日中の全量と見做し之を各時刻に割り附ける、例へば 0 時と 24 時の平均値を a_0 と a_{24} とすれば n 時の補正值は

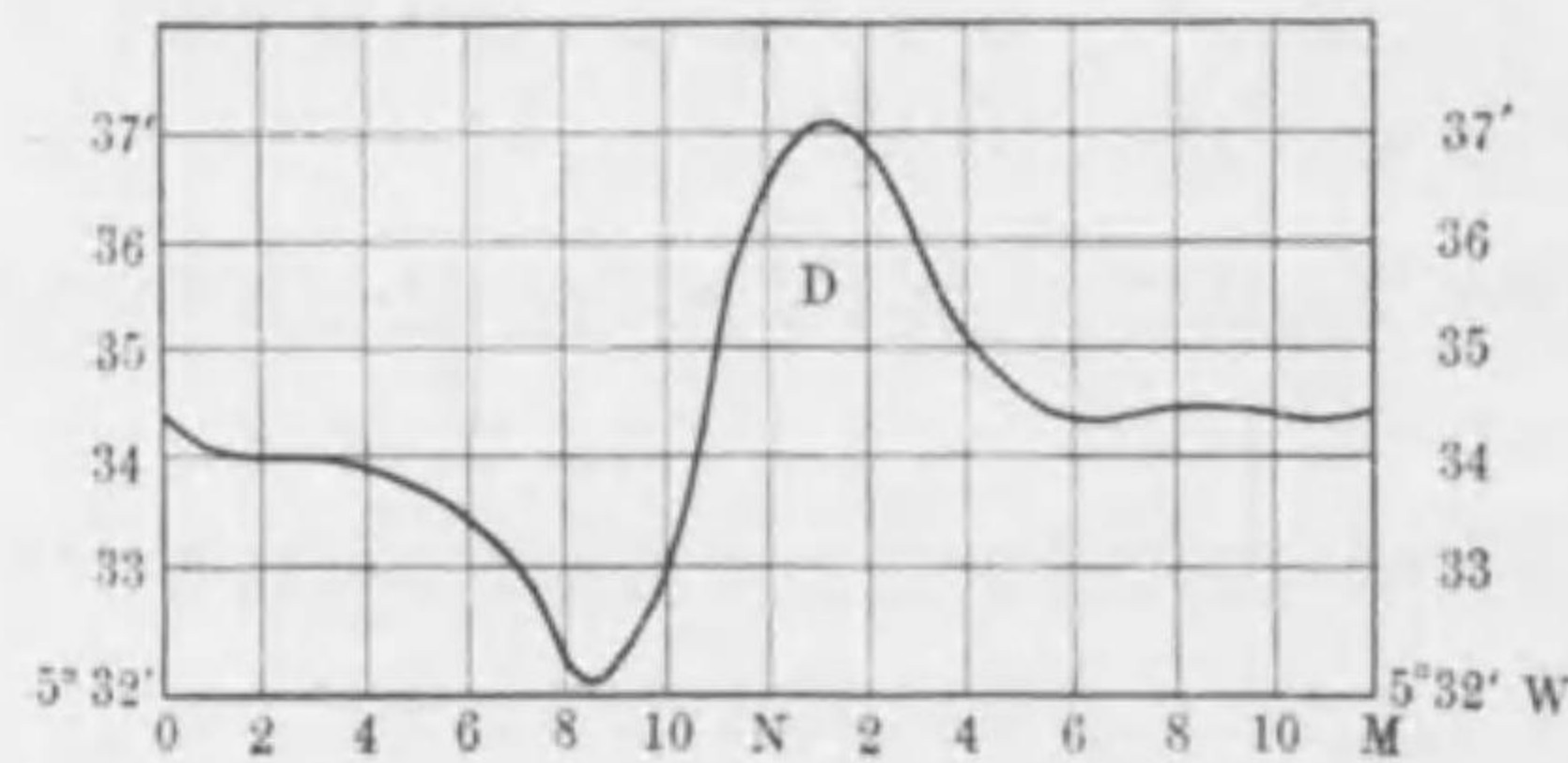
$$\pm \frac{n(a_{24} - a_0)}{24}$$

となる、勿論此方法は單に一回丈の觀測値に重きを置くことになるから別して名案とも考へられない。

(i) 偏角一日中の變化を見るに西偏にあつては $8a$ 乃至 $10a$ ⁽¹⁾ の間に最小値を表はし、夫より増大して $1p$ 乃至 $3p$ ⁽²⁾ の間に最大値に達する、夫故に一日中には極大と極小と一回づつ顯はれる様であるが之を細かに分析して見ると $3-5a$ に副極大を示し $0a$ の頃に副極小を示す、但し其大きさは至つて小さい、大體と

⁽¹⁾ 午前 (a.m.) ⁽²⁾ 午後 (p.m.)

して晝間は変化が単純で規則正しいが夜間は色々複雑になる。東偏にあつては変化の様子は同じ様であるが増大する代りに減少し又減少する代りに増大する丈の差がある。偏角一日中の変化の極大と極小の起時は月によつて多少の相違があり又変化の較差は年の変化を表はす、第34圖は柿岡に於ける偏角



第 34 圖

一日中の変化を示す。

(ii) 水平分力一日中の変化を見ると大體としては1日一回の極大と極小とを呈する様であり、極大は7-10pに起こり極小は10-12aの間に起こる様に見える、然し之も細かに分析して見ると以上の外に副極大と副極小とが表はれる、是は冬季に於て殊に顯著である。一般に極大と極小の起時は季節によつて異なり極大と極小の起こる時は冬季は夏季に較べると大部遅れる。又一日中の変化の較差50γ乃ち全磁力の $\frac{1}{1000}$ の程度であつて冬季は夏季よりも小さい。第35圖(次頁)は柿岡に於ける水平分力一日中の変化を示す。

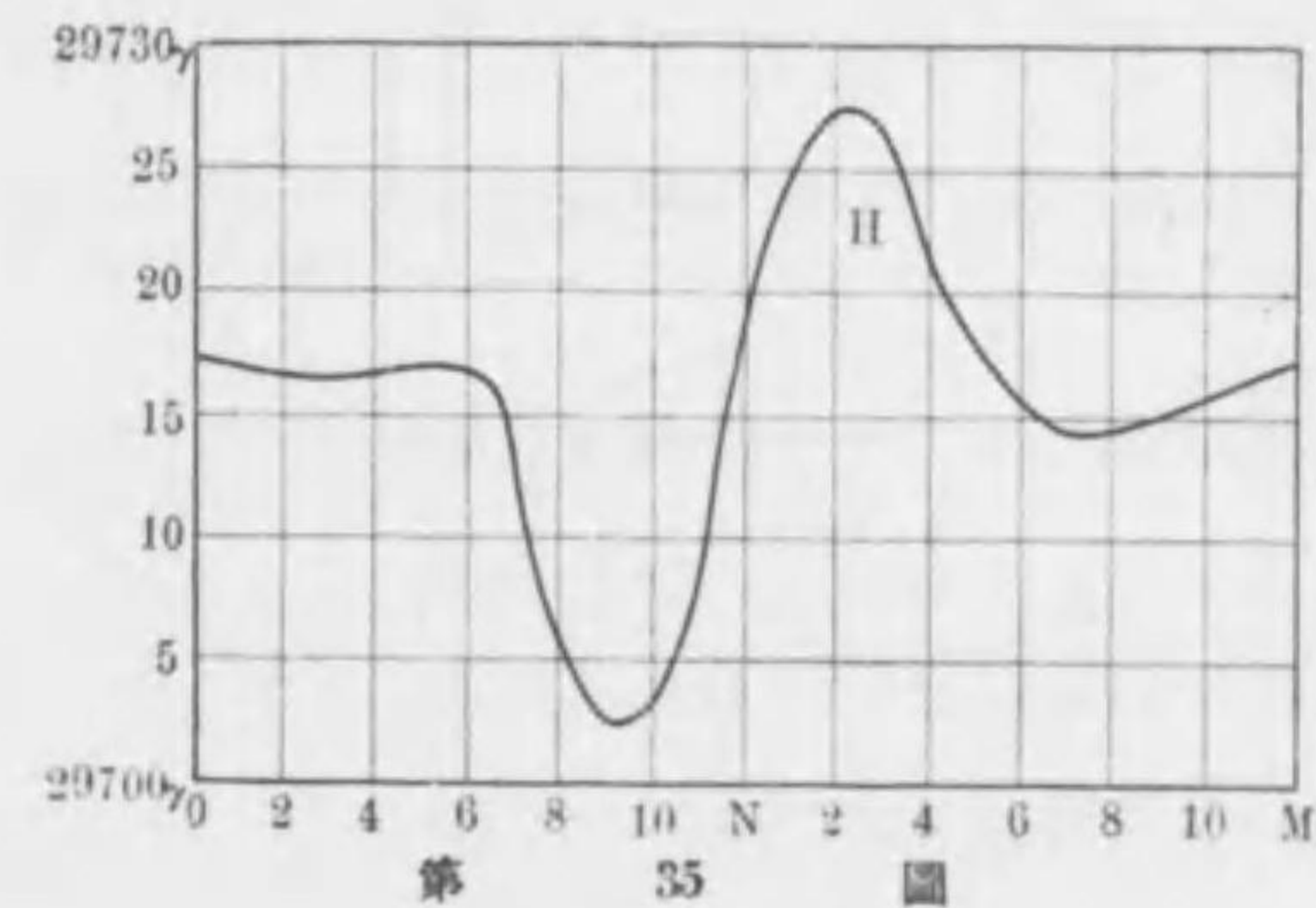
(iii) 垂直分力の一日内の変化は5-7pに極大を示し、10-12aに極小を示す、是も水平分力と同じ様に晝間に於ては規則正しい

が夜間は多少不規則な變化が加はる。極大と極小の起時は冬季は夏季よりも遅れ、又較差も冬季の方が小さい、第36圖は柿岡に於ける垂直分力一日中の變化を示す。地球磁気要素の一日中の變化と太陽黒點の週期とは密接の關係がある、概して黒點の極大に達する頃に磁気要素の較差が増大し、黒點數の極小に達する所に減少する。ウォルフ⁽¹⁾は各地の偏角の一日内の

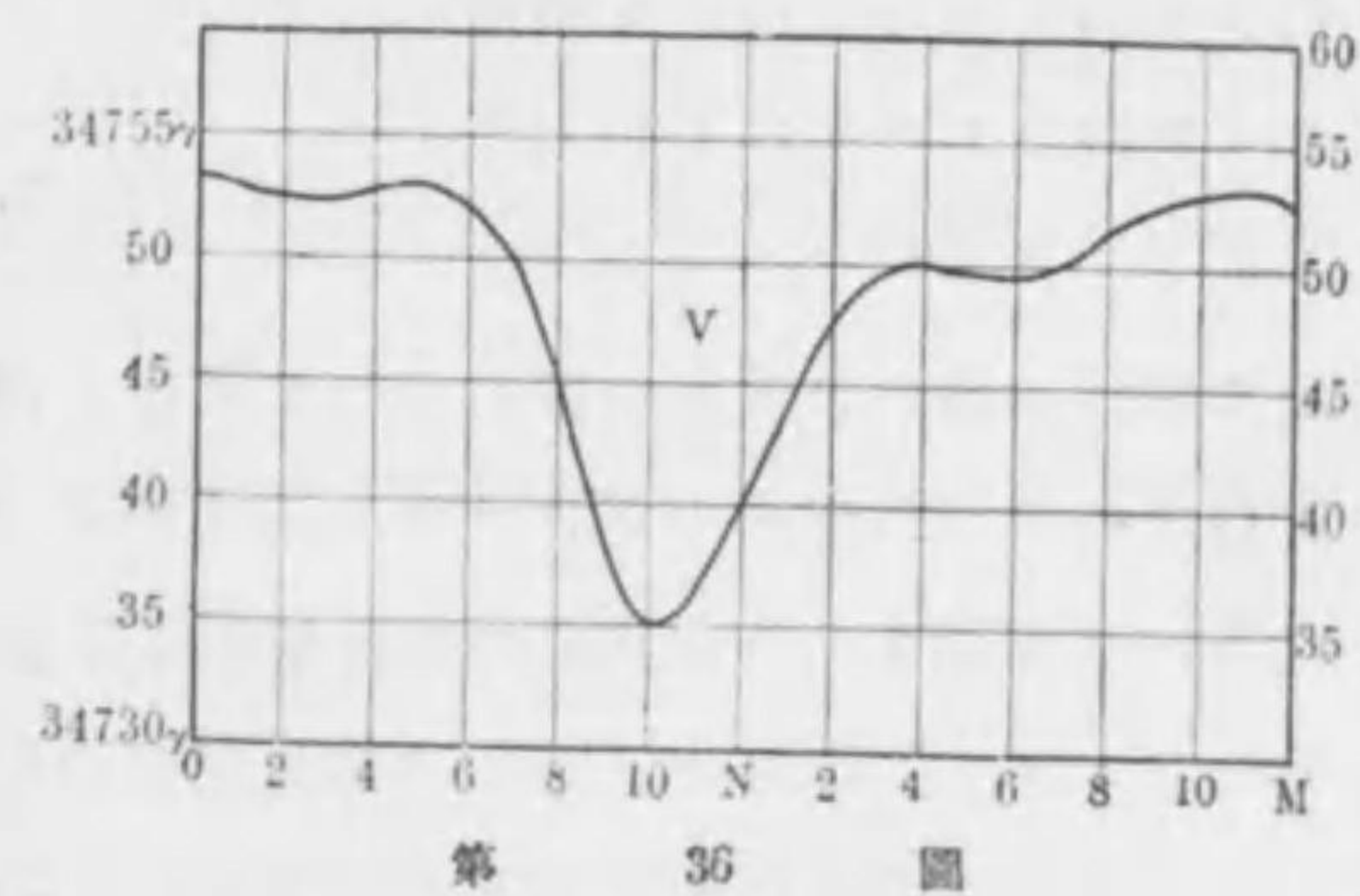
變化の較差は黒點數⁽²⁾の一次式で表はさる可きことを見出した。

以上は太陽日の一日内の變化であるが更に太陰日の一日内の變化を見ると地球磁力は一太陰日中に最高最低各々二回を呈し乃ち半日を週期とする

整然たる變化をする、然しながら其振幅乃ち較差は至つて小



第 35 圖



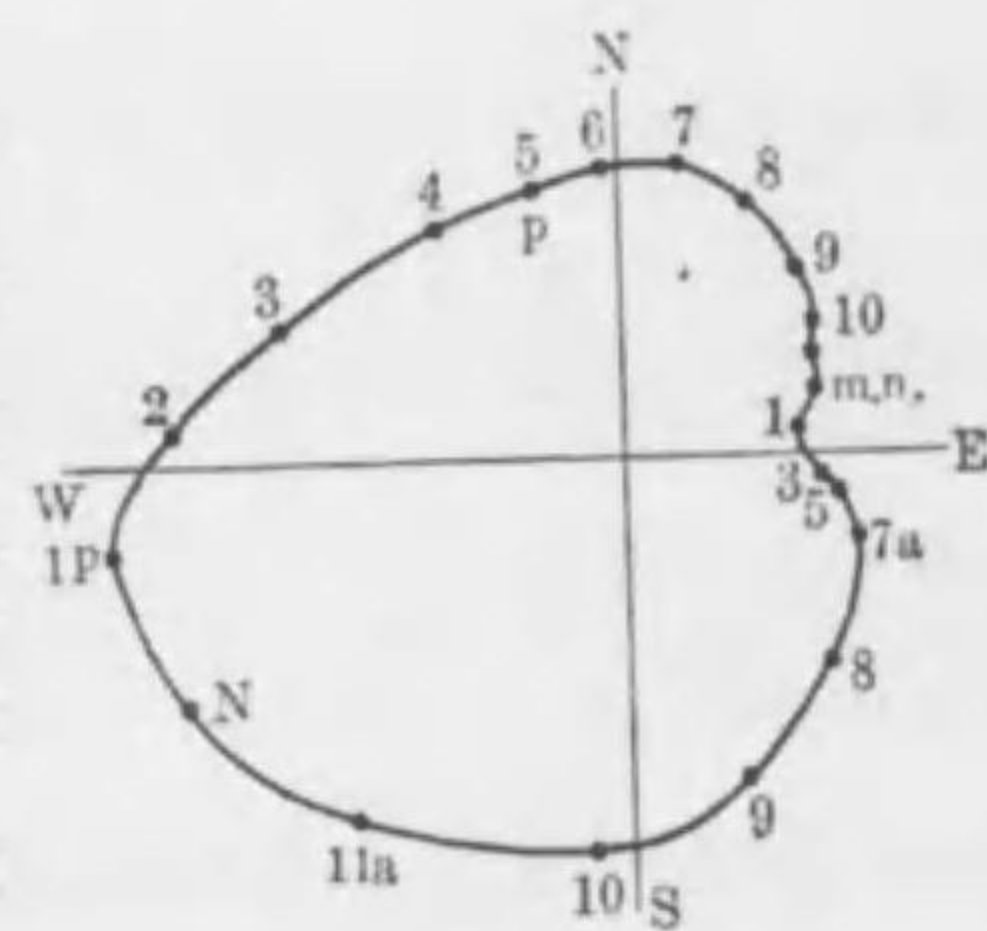
第 36 圖

⁽¹⁾ R. Wolf. ⁽²⁾ Sonnenflecken-Relativzahl.

くて太陽日の一日變化に比すれば僅かに $\frac{1}{50}$ に過ぎない。

23. ヴェクトルダイヤグラム 磁力は其方向と大きさが變るからその變化を示すにはヴェクトルの表現法を用ゐるのが便利である、例へば水平分力で云へばロイド⁽¹⁾がやつた様に直角座標を磁氣子午線と之に直角な線にとり各時刻に於ける水平分力の値をヴェクトルとして取り其端を連ねると一曲線が出来る、第37圖は同氏がダブリン市の磁力に就て描いたものである。此の様な圖をベツォルト⁽²⁾はヴェクトルダイヤグラム⁽³⁾と名づけた。

観測値そのまゝを用ゐて此圖を描くときは土地によつては随分複雑な形になる、然し是は観測値を三角級數に分解して一日週期、半日週期等の分力にし各分力に就て此圖を描くと何れも楕圓になり整然としたものが得られる。



第 37 圖

地球表面の諸所に就き此圖を作つて見ると南北60度以内では同緯度の地では何れも同じであるが只獨國のポツダムと西比利亞のイルクックでは緯度の差は僅かに6'位であるが水平分力のヴェクトルダイヤグラムは單に夏至の時には凡てと同様であるが冬至の時は大に異なる、是は累年の平均値での話ばか

⁽¹⁾ H. Lloyd, *A Treatise on Magnetism etc.* (1874), p. 186.

⁽²⁾ Von Bezold. ⁽³⁾ Vector diagram.

りではなく毎年の値に就ても同様である。

24. 地球磁力の一年中の變化 地球磁力一年中の變化は至つて小さいから各月平均値から永年變化を除き去るには誤差が甚だ大きくなる。今二三の地に於ける偏角一年中の變化を示す爲めに平均値よりの各月の偏差を掲げる：

地名	1月	2月	3月	4月	5月	6月	7月	8月	9月	10月	11月	12月
ウィーン ⁽¹⁾	-0.06'	-0.11'	0.04'	-0.05'	0.13'	0.23'	0.29'	0.30'	0.12'	-0.45'	-0.15'	-0.25'
バタヴィア ⁽²⁾	0.15	0.10	-0.18	-0.25	0.25	-0.02	-0.07	-0.37	0.13	0.07	0.18	-0.03
徐家匯 ⁽³⁾	0.35	0.00	0.08	0.08	0.00	-0.06	0.07	-0.01	-0.18	-0.36	0.15	-0.15
トロント ⁽⁴⁾	-0.74	-0.13	0.15	0.50	0.43	0.12	-0.12	0.00	0.56	0.02	-0.03	-0.82

此表中(+)は磁針の指北端が中央より西に偏するを示し(-)は東に偏するを表はす。

磁氣の一年中の變化は二つの異つた變化の合成したものである、例へば英國キユに於ける偏角の變化は

$$3.36 \sin(t+279^\circ) + 0.94 \sin(2t+280^\circ)$$

で表はされる、此中で一年週期の變化は大氣の上層に於ける電流の磁場の一年中の變化と思はれ、又半年週期の變化は何か地に原因があると考へられてゐる。

⁽¹⁾ Wien. ⁽²⁾ Batavia. ⁽³⁾ Zikawei. ⁽⁴⁾ Toronto.

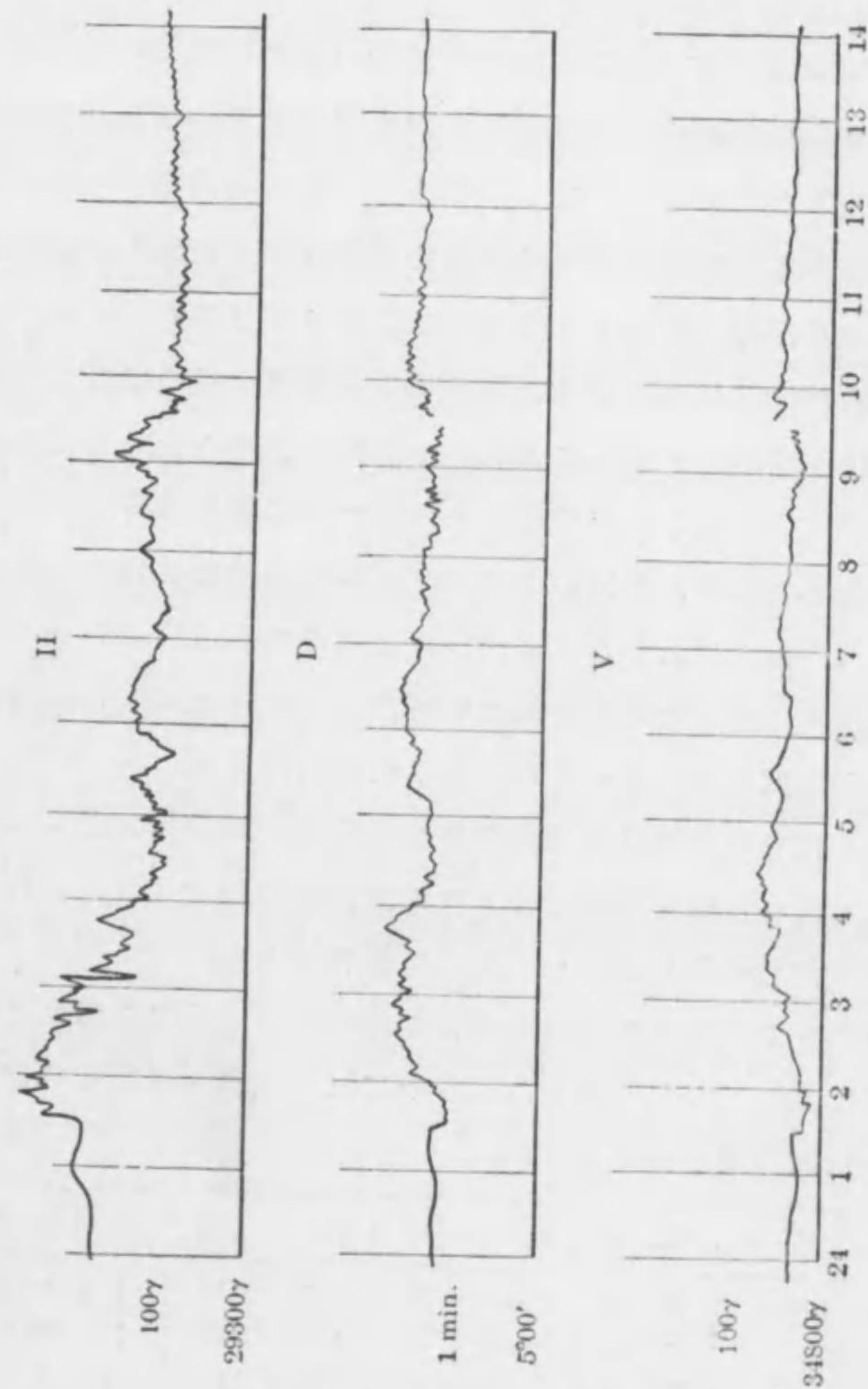
第六章 磁 氣 嵐

25. 磁氣嵐 磁力計の記像を見るに各要素の變化を表はす曲線が平滑であることは寧ろ稀であつて多少攪々が顯はれてゐる、さうして時としては非常に劇しい變化が表はれる、乃ち此場合には磁氣の三要素の値は随分甚だしい變り方をする、この様な變動を總括して磁氣嵐⁽¹⁾と云ふ、尤も地球磁氣の異常の變化を一括して變動⁽²⁾と云ひ、其中で劇しいのを磁氣嵐と稱へる學者が少くない。

今茲に磁氣嵐の一例として1926年1月27日に起つたものを掲げる、第38圖に示すは柿岡地磁氣觀測所に於て記録した磁力計の記像を模寫したものである。同所に於ては同日午前1時21分に突然として磁氣嵐を記像上に顯はし、*H*は急激に51γ程も増加し漸次増加して1時54分に29821γに達した、是は此嵐中の最高値である、夫から増減が多くあるが結局9時54分に最低値の29536γになつた、さうして其後は割合に低い値が続いてゐた。當日の變化の振幅⁽³⁾は實に285γに及んだ、又5時51分から8時18分までの間は約3分の週期の小波動が全體の變化の上に重複して顯はれた。

垂直分力*Z*は初め突然と23γ丈け増加し1時38分に34788γ

(1) Magnetic storm. (2) Magnetic disturbances. (3) Range.



1926年1月27日(柿岡)磁氣嵐

第 38 圖

に達した。是が此嵐中の最大値であるさうして4時20分には最低値34670 γ に達した、乃ち振幅は118 γ であつた。

偏角 D は最初2'8丈け減少した、乃ち磁針は東の方へ2'8丈け偏つたことになる、さうして1時41分に最小値5°31'7となり、それから増加し3時41分には最大値5°48'0に達した、乃ち振幅は16'3に及んだ。當日は8時24分頃に第二の磁気嵐が顯はれた。

神戸の海洋氣象臺では日々太陽面の寫眞を撮つてゐるが當日のは勿論前日と前々日に撮つた寫眞によると太陽面に大きな黒點が二つ顯はれ、一つは北半球に一つは南半球に存在してゐることを認めた。佛國のフラマリオン⁽¹⁾は巴里では當日肉眼で見える種の黒點が顯はれ、一つは太陽の北緯22°、他の一つは南緯21°に在つたことを報じてゐた。ステルマー⁽²⁾の觀測によると那威のオスロー⁽³⁾市では中央歐洲時の26日の18時40分頃に非常に美麗な北光が顯はれた、同北光は佛國南部でも見えた。此日に歐洲各地では電信電話が數時間丈け故障が起つた然し無線の通信は反つて強力に受信された。

地球各地の磁力觀測所の報告を綜合すると此日の磁気嵐は全地球上に互つた顯象であつた、今二三の觀測所に於ける磁気嵐の出顯時刻を掲げよう：

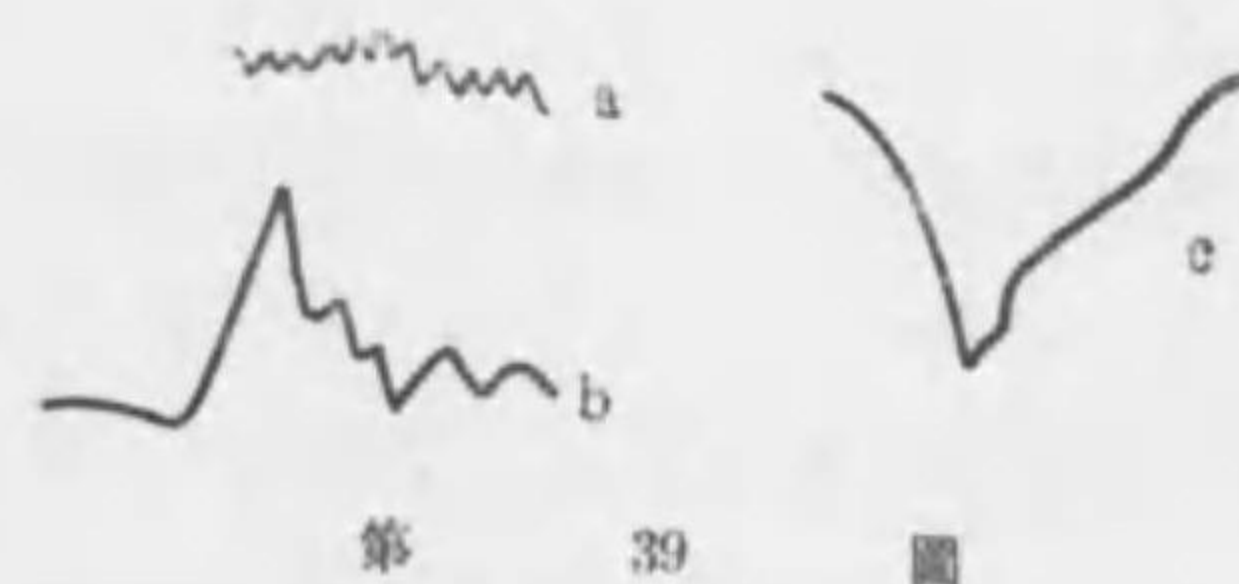
場 所	國 名	緯 度	經 度	出 顯 時 刻
Cheltenham	米 國	38°44'0 N	76°50'5 W	16 h 18 m
Kakioka	日 本	36 14 N	140 11 E	16 21
Val-Joyeux	佛 國	48 49 N	2 01 E	16 20
Watheroo	濠 洲	30 19.1 S	115 52.6 E	16 17

(1) Gabrielle Camille-Flammarion. (2) Carl Störmer. (3) Oslo.

出顯時刻はグリニッチ時⁽¹⁾で表はしてある。

元來磁力計の自記紙から時刻を正確に讀取るのは困難なことで正確を豫期するのは慾張つた話であるが柿岡では自記紙で1mm.の長さが3分程であるから1分まで讀取れないこともない、さうして見ると柿岡以外の觀測所の時刻が柿岡と同じ程度の正確であるとすれば此磁気嵐は全地球上に同時に起つたのではない、少くとも日本と米國とでは嵐は西に向つて進行した様に考へられる。

磁気嵐の際の磁力計の記像は種々の型式がある英國のクリー⁽²⁾は第39圖に示す様に三種を區別した、乃ちaはD



や H の曲線に顯はれるもので小さな波動をするものである、是は V の曲線に顯はれることは殆んどない、bは H の曲線に顯はれる型式で普通磁気嵐の初めに顯はれる、突如として起こるので突然始動⁽³⁾など云ふ名稱がある、cは一方にのみ曲がる變化で D の曲線によく顯はれる。此三種の變化の中で平靜の日にaの型の小波動のみが起こるのを蘭人ファンベンメレン⁽⁴⁾は脈動⁽⁵⁾と名づけた。

26. 特性數 地球磁氣の變動の程度を表はすにはクリー

(1) Greenwich time. (2) C. Chree, *Studies in Terrestrial Magnetism* (1912), London. (3) Sudden commencement. (4) Van Bemmelen. (5) Pulsations.

に従つて特性数⁽¹⁾を用ゐる。是は1906年以來各國の磁力観測所で採用してゐる、乃ち磁力計の自記紙の上で記像が平靜な場合には特性数を1とし、少しく變動を呈してゐるのを2とし、甚しく變動してゐるのを3とし、三種に區別して目測する。此特性数は各國の磁力観測所から和蘭のユートレクト⁽²⁾の氣象臺に報告し同所から年四回報告書を刊行することになつてゐる。

此特性数は誠に結構ではあるが其目測には多少勝手の點があるから人によつて異なる目測をすることが無いとは限らない、そこで何か之を目測する標準がないかと云ふ問題が起こる。

ビッドリングマイヤー⁽³⁾が1913年に公した論文では磁氣嵐の起つた時の磁場の變化の單位容積中のエネルギーを磁氣活動⁽⁴⁾の標準とし之をAとすると

$$A = \frac{1}{T} \int_0^T (\Delta F)^2 dt,$$

但しFは磁場のベクトルにして、 F_0 は平均値で、 ΔF はFの平均値からの差であり、Aは $t=0$ から $t=T$ に至る時間中の平均の値を示す。此計算の誤であることは嘗てチャップマン⁽⁵⁾が指摘してゐる、それはエネルギーの變化は ΔF^2 ではなく F^2 の消長で示す可きである、然るに F^2 は $(F_0 + \Delta F)^2 - F_0^2 = 2F_0\Delta F + \Delta F^2$ であつてビッドリングマイヤーは單に ΔF^2 のみを計算に入れ夫の1000倍もある $F_0\Delta F$ を落とした點が誤であると云ふのであつた。小野博士は1924年に似てはゐるが一層念入りの計算方法を考察した、同博士の論文は“柿岡地磁氣観測所報”第2冊

(1) Character numbers.

(2) Utrecht.

(3) F. Bidlingmaier.

(4) Activity.

(5) S. Chapman.

に載つてゐる。

此種の計算を極く簡便にしたいと云ふ見地からは1916年にシュミットが考案したのがある、夫は月の平均値で一日中の週期的變化の較差乃ち振幅をPとし其月の各日の非週期的變化の較差乃ち最大値と最小値の差をAとし、 $\sqrt{A^2 - P^2}$ を磁氣活動の目安とした、又バアテルス⁽¹⁾は相隣れる日の平均値の差乃ち日々差⁽²⁾を以て此目安とすることを提案した。

パワーは水平分力の平均値をHとし水平分力の一箇中の變化の絶對較差をRとし ϵHR を以て磁氣活動の目安とした、但し ϵ は常數を表はす、是は $F\Delta F$ と似た式であるのは注意す可きことと思ふ。

27. 磁氣嵐の性質 磁氣嵐が自記磁力計の記像に現はれた模様は随分色々であつて夫によつて磁氣嵐の性質を窺ふとすると、甚だ困難だが然し概括的には判かる。(i) アンゲンハイスター⁽³⁾によると磁氣嵐は初動⁽⁴⁾、主要動⁽⁵⁾、終動⁽⁶⁾の三部からなつてゐる、初動は極めて短時間中に要素が忽然と増すか又は減じ第40圖に示す様な走向を表はす、是は極めて短時間だから普通の速さで動いてゐる自記紙上では全く突然と初動が顯はれた様に感ずる、夫故に之を突然起動⁽⁷⁾など稱へる、主要動は初動より引き續いて



第 40 圖

(1) J. Bartels.

(2) Interdiurnal variability.

(3) G. Angenheister.

(4) Plötzliche Einsatz (Impetus).

(5) Hauptschwungung.

(6) Nachstörung.

(7) Sudden commencement.

普通數時間に亙る、さうして幾多の消長が有つて後平常値に復するのであるが、此平常値に復せんとするには随分長い間要素が消長する、此部分を終動と云ふ。

突然起動は敏感な磁力計を早廻しに記録させて見ると實は突然ではなく矢張急ながらも多く漸々と變化が大きくなるのを認められる。

28. 磁氣嵐の進行速度 従來磁氣嵐は全地球上同時に起こる現象であると考へられてあつた、然し米國のパーとベートルスが1902年5月8日と1903年1月26日の磁氣嵐の進行速度を調査して經度では1000 km./s、緯度では100 km./sの速度で進み極の方へ螺旋状をして進行することを述べた。只現在各國の磁力觀測所で用ゐてゐる磁力計では果して此種の調査をす可き好材料を得られまいと思ふ、夫は自記紙の繰り出し方が至つて遅く中々初動の起時を1分まで正確に測ることが甚だ困難であるから急には信じられない。

アンゲレハイスターは磁氣嵐中の脈動を研究しその同一位相の起時をバタビヤとアビヤの兩地の觀測に就て取調べ兩地に於ける起時の差は $-3.0s \pm 2.2s$ であることを見出した、此 $3.0s$ と云ふ値は誤差に近いが尙その範圍内に在る。要するに磁氣嵐の進行速度は未だ充分的確に觀測を經ないものと思ふ。

第七章

地球磁氣の理論

29. 地球磁場の起原 地球の永久磁場は如何して生じたかは未だ充分に之を説明するに足りる學説が無い、勿論學説の提出されたものは幾多もあるが何れも一得一失あつて地球の磁場の存在を説き盡くすに足る程のものはない、依つて茲にはその主なるもの二三を枚舉してその要領を述べよう。

元來ガウスの理論によると地球磁氣の主要部は地球の内部にあつて極めて小部分丈けが地球以外に在ることになる、此の外部の小部分は大氣中を流れてゐる電流から來ることと考へられてゐるが、内部の大部分は果して何から起こるか、是が大きな問題である。

(A) 導線に電流が流れると磁場を起こすが元來電流は電荷の動くのであるから、茲に電荷が動いて行く場合は矢張り磁場を起こすことは實驗からも明白な事實である。地球の表面や大氣中が帯電するとき、是が地球と共に廻轉すれば當然地球には磁場が出来る可きである。

今茲に半徑 a の球があり ω の角速度で廻轉しつゝあり、其表面には電荷 S が均等に分配されてゐて電氣密度は s であつたとする、然るときは廻轉軸と θ の角を爲す線上で中心より r の距離のところの點 Q の電位を求めよう(第41圖) 圓形の輪 AB

を考へる、この輪は中心 O に於て 2α の角を爲すとす、電荷が ω の角速度で廻轉してゐるから結局この輪中には電流が流れてゐるのと同じである、その電流の強さは輪の幅を $a d\alpha$ とすれば

$$\omega a s \cdot a \sin \alpha \cdot d\alpha$$

である、夫故に Q 點の座標を r, θ とし、且また其點の電位は dV_s とすれば⁽¹⁾

$$dV_s = 2\pi s a^2 \omega \sin^3 \alpha \cdot d\alpha \sum_1^{\infty} \left(\frac{1}{n+1} \right) \cdot \frac{a^{n+1}}{r^{n+1}} P_n'(\alpha) P_n(\theta).$$

故に全球の電位は

$$V_s = 2\pi \omega s \sum_1^{\infty} \frac{a^{n+3}}{(n+1)r^{n+1}} \cdot P_n(\theta) \int_0^\pi P_n'(\alpha) \sin^3 \alpha \cdot d\alpha.$$

今此積分の値を I_n とすると、是は $n=1$ の時は $I_n = \frac{4}{3}$ となるが、 $n \neq 1$ の時は $I_n = 0$ である、依つて

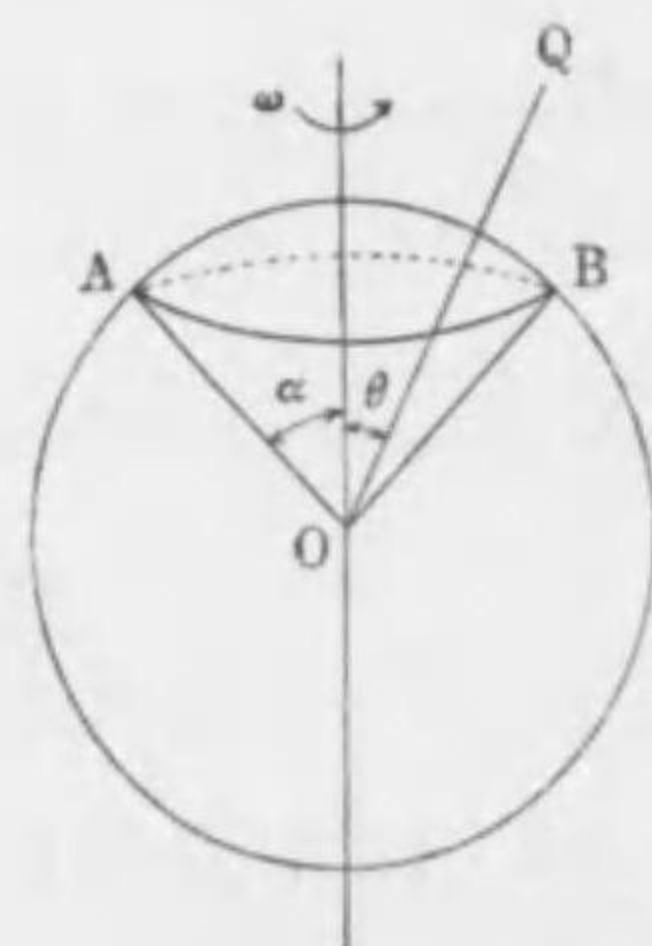
$$V_s = \frac{4}{3} \pi s \omega \frac{a^4}{r^2} \cos \theta. \quad (29.1)$$

此結果を地球の場合に應用しよう。地球の半徑を a とする。表面の全電荷を S とすると $S = 4\pi a^2 s$ となる、又表面では $r = a$ だから、

$$V_s = \frac{1}{3} S \omega \cos \theta \quad (29.2)$$

となる。

⁽¹⁾ J. C. Maxwell, *Electricity & Magnetism*, 2, p. 333.



第 41 圖

然るに實際地球上の實測から決定した V の値は

$$V = -m a \cos \theta = -0.33 \times 6.4 \times 10^8 \cos \theta.$$

今 V と V_s とが同じものと考えたと $\omega = 7.3 \times 10^{-5}$ の値を用ゐ

$$S = -8.8 \times 10^{12} \text{ e.m.u.} = -8.8 \times 10^{13} \text{ coulomb.}$$

然るに地球表面で實測した空中電氣電位は平均で 1.2 volt/cm. であるから全地球表面上の電荷は $4\pi a^2 s$ である、又 $s = \frac{1}{4\pi} \frac{dV}{dr}$ であつて、茲では $\frac{dV}{dr} = -1.2 \text{ volt/cm.}$ である、夫故に

$$s = -\frac{1}{4 \times 3.14} \times \frac{120}{300 \times 100} = -3.2 \times 10^{-4} \text{ e. s. u.,}$$

$$S = 4\pi a^2 s = \frac{4 \times 3.14 \times (6.4)^2 \times 10^{2 \times 8} \times 120}{4 \times 3.14 \times 300 \times 100} = \frac{(6.4)^2 \times 10^{16} \times 120}{3 \times 10^4}$$

$3 \times 10^9 \text{ e.s.u.}$ は略々 1 クーロンに等しいから此 S の値をクーロンで表はすと

$$S = \frac{(6.4)^2 \times 4}{3 \times 10^9} \times 10^{13} \text{ e. s. u.} = 5.4 \times 10^5 \text{ coulomb.}$$

全地球表面の電荷は $-5.4 \times 10^5 \text{ coulomb}$ となる、是では地球の磁場を起こすには甚だ不足である、少くとも地球表面の電位は 10^8 volt/cm. の桁でなくてはならない。

今また大氣中の電荷が ρ である場合の電位を考へて見る之を V_q とすると

$$V_q = \int_0^a V_s dr = \frac{4\pi a^3 \rho \omega \cos \theta}{15 r^2} = \frac{1}{5} \frac{a^2}{r^2} Q \omega \cos \theta, \quad (29.3)$$

但し Q は大氣中の電荷の全量を示し之が均等に配布されて電

気密度が ρ になつてゐるとする。地球の表面では $r=a$ だから $V_0 = \frac{1}{5} Q \omega \cos \theta$ となる。以上の様に計算して見ると大氣中に電荷があつて地球と共に廻轉する爲めに磁場を起こすものも考へても現在の地球の磁場を起こすには甚だ不足である。

地球の磁場を地球の表面にしる、又は大氣中にしる電荷が充分大量であつて之を起こしてゐると考へると困ることが出来る。夫れはそんな大量の電荷があると強い電場になつてゐるから地球上に居つて地球と共に動いてゐる観測者の用ゐる測器に感應により電荷を誘起する、従つて運動するにつれまた磁場を起こすから、測定す可き磁場を變らして仕舞はなければならぬと云ふ點である。

アンゲンハイスター⁽¹⁾ は此困難な點を避ける爲めに次の様に考へた、元來地球の表面の電荷 S は負電であり大氣中の電荷 Q は正電であると考へられてゐるから丁度 $Q = -S$ と云ふ具合な量になつてゐれば地球全體としては外に對しては靜電氣的の電場はないと同然であり、然し磁場だけは残ると云ふことになる、其磁場によるポテンシャルは地球の表面に於ては、

$$V = V_0 + V_1 = \omega \cos \theta \left(\frac{Q}{5} - \frac{S}{3} \right) = -\frac{2}{15} Q \omega \cos \theta \quad (29.4)$$

となる。

今また他の方面から計算すると、地球の磁気能率を M とすれば地球の表面に於ける磁氣のポテンシャルは $M = \frac{4}{3} \pi J a^3$ だから

⁽¹⁾ G. Angenheister, Phys. ZS. (1925), 305; *Handbuch d. Physik*, 15, p. 298.

$$V = -\frac{M}{a^2} \cos \theta = -\frac{4}{3} \pi a J \cos \theta, \quad (29.5)$$

但し J は單位體積の磁氣能率即ち磁氣の強さ⁽¹⁾ を示す。以上兩様に出した V の値から

$$\rho = \frac{15}{2} \frac{J}{\omega a^2} \quad (29.6)$$

となる、尤も電荷の負號を考へず、只その値丈けを考へ $Q = \frac{4\pi}{3} a^3 \rho$ とした。

地球の電荷密度を ρ_1 とし太陽の電荷を ρ_2 とすると

$$\rho_1 = 18 \times 10^{-15} \text{ e. m. u.}, \quad \rho_2 = 4 \times 10^{-15} \text{ e. m. u.}$$

であるから $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{4}{18} = 0.222$ である、然るに地球と太陽の密度を d_1 と d_2 とすると $\frac{d_2}{d_1} = \frac{1.40}{5.55} \approx 0.25$ である⁽²⁾、又地球と太陽の全質量を m_1 と m_2 とすれば $m_1 = 5.984 \times 10^{24} \text{ kg.}$, $m_2 = 1.990 \times 10^{30} \text{ kg.}$ であるから

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{1.990}{5.984} \times 10^6 = 0.33 \times 10^6 = 3.3 \times 10^5. \quad (29.7)$$

地球と太陽の全電荷を Q_1 と Q_2 とする、元來 Q は (29.4) と (29.5) から

$$\frac{4}{3} \pi a J \cos \theta = \frac{2}{15} G \omega \cos \theta,$$

故に Q は $\frac{aJ}{\omega}$ に比例する、(6) より ρa^3 に比例をする然るに a^3 は

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \times \left(\frac{a_2}{a_1} \right)^3 = \frac{\rho_2}{\rho_1} \times \frac{m_2}{m_1} \times \frac{d_1}{d_2} = 3.1 \times 10^5. \quad (29.8)$$

(29.7) と (29.8) を見ると太陽と地球の電荷の比と全質量の比

⁽¹⁾ Intensity of magnetisation. ⁽²⁾ 關口鯉吉, '太陽', p. 78.

は同様である。夫故に電荷と質量の比、乃ち $\frac{Q}{m}$ は太陽と地球では全く同じである。換言すれば單位質量毎の電荷は等しい。

地球と太陽の磁氣能率を M_1 と M_2 とし又廻轉能率を夫々 I_1 , I_2 とすれば

$$M = \frac{4\pi}{3} J a^3, \quad I = d a^2 \omega$$

である。

$$\frac{Q}{m} \propto \frac{J a}{m \omega} = \frac{J a^3}{m a^2 \omega} \propto \frac{M}{I}$$

然るに $\frac{Q}{m}$ は太陽と地球で同一であるから従つて

$$\frac{M_2}{M_1} = \frac{I_2}{I_1}$$

乃ち太陽と地球の磁氣能率は夫々の廻轉能率に比例をする。以上の關係は總ての廻轉する物體に就て成立するものなりや、又は太陽と地球に就ての常數の數値を比較して偶然出て來たものなりや判然と之を決定し難い。然しながら兎も角も以上の所論からは電氣的には中性⁽¹⁾である物質も廻轉するときは恰も電荷を有してゐると同じ様に行動し加之も單位質量毎の電荷量は同一であつて、又その物質の物理的の性質には殆んど無關係であることが知れる。此電荷は元來存在してゐるものであつて別して廻轉の遠心力の爲めに分離したのではない。若しさうだとすると電荷は ω^2 に比例しなければならない。實驗場裡で廻轉により起こし得る磁場は甚だ微弱であつて地球の磁場に較べれば殆んど比較にはならない位である。他の天體では

⁽¹⁾ Electrically neutral.

この磁場はズツト強い筈であるがゼーマン効果⁽¹⁾の觀測から之を指示するのは困難である。

(B) 今磁氣分子⁽²⁾の最も簡單なものを考へよう。乃ち中心に $+e$ の電荷を帯びた心核があり其周圍を質量 m であり電荷が $-e$ であると思へる。然るときは其磁氣能率 M は

$$M = \frac{1}{2} e r^2 \omega,$$

ω は電子の廻轉の角速度を示す。又電子は一つの廻轉しつゝある體であつて、質量を m とすればその廻轉能率 I は

$$I = m r^2 \omega,$$

今茲に物體があつて上部の様な圓形電流⁽³⁾を含んでゐるものが ω' の速さで廻轉してゐるとすると各廻轉體は小磁體とも云ふ可きもので d の偶力を受ける。是は

$$d = -2 \frac{m}{e} M \omega'.$$

此偶力の爲め各廻轉體はその軸を物體の廻轉軸に平行になる様にする。其爲めに物體は帯磁する。今此物體を H の強さの磁場に置くと物體中の各小磁體は偶力を受ける

$$d = M H.$$

物體の1秒間の廻轉數を n とすれば

$$H = -2 \frac{m}{e} \omega' = -4 \pi \frac{m}{e} n,$$

是はアンゲンハイスターの導いた結果である。

⁽¹⁾ Zeeman-effect. ⁽²⁾ Molecular magnet. ⁽³⁾ Circular current.

米國のバーネット⁽¹⁾は實驗により此理論を證せんとした、同氏はまた鐵の球を急速に廻轉させて之を帯磁させることが出来た廻轉數は地球の場合と同一にし乃ち $n = \frac{1}{8.6} \times 10^{-4}$ として帯磁の強さ I は 1.7×10^{-11} を得た、然るに實際地球の帯磁の強さは 8×10^{-7} だから約 10^{10} 倍も大きい、夫故に數量的には此理論では地球の磁力を説明し難い、只帯磁の方向は丁度よく兩者が一致してゐる。

30. 地球磁氣一日中の變化の理論 英國の物理學者スチュワルト⁽²⁾は1882年に地球の磁場を横ぎりて流れる空氣の流れは電動力を起こすと云つたが當時は空氣が電氣の絶縁體と云ふことになつてゐたから放電を起こすなどは一寸解釋が困難であつた、然るに空氣の電離の現象が明らかになり地球上の大氣の上層の空氣は太陽の輻射によつて著るしく電離して存することが知れた、シュスター⁽³⁾は1908年にスチュワルトの考へを祖述して地球磁氣一日中の變化は氣壓の一日中の變化に依つて起こる上層の電離してゐる空氣の振動が地球の磁場で起こる爲めに更に磁場を喚起し是が爲めに起こるものと考へた、此著るしく電離してゐる上層の大氣層は無線電信の電波の進行と密接の關係を有すのもので今日では之をヘビースайд層⁽⁴⁾と稱してゐる、シュスターの理論はその後にチャップマンが之を補つて完全のものとした、只兩氏の所論では

(1) S. J. Barnett, Phys. Rev. (1917), 7.

(2) B. Stewart. (3) A. Schuster.

(4) Heaviside layer.

電離層中のイオンの平均自由行路⁽¹⁾を非常に小さく假定してあるが、米國のガン⁽²⁾は是は誤であつて是はもつと甚大なものでなくてはならないとした、従つて其假定をするとシュスターの様な説明が出来なくなる、そこでガンは大氣の高層では空氣は極めて稀薄になつてゐる、そこに於ける電子やイオンの進路は地球の磁場の爲めに彎曲し螺線狀の進路をとつて運動する、此高所を140 km. 位の高所とすると電子は互に衝突するまでには3000回も廻轉する、極めて重いイオンでも二回は廻轉する、夫故に外から電場を加へても其方面が地球の磁場と同じ向きでなければ電流を起こす効果はない、地球の磁場に直角な方向に電子に加速度を加へても只此電子を磁場の周りに以前より幾分か速く廻轉させるだけであつて決してその電子を一方に流れさせはしない、夫故に従來大氣の上層に於ける電氣電導率は八方とも同一だと考へたのは誤であつた、従つてシュスターの考へた様な空氣の環流は存在し得ない。

同氏によれば大氣の電離層は反磁性⁽³⁾である、是は太陽に向つてゐる所に生じてゐる、夫故に地球が廻轉し此電離層が一地の子午線の所へ來てゐると地球上の磁力の變化が最も大きい。

31. 磁氣嵐の理論 磁氣嵐が如何にして起こるかに就ては色々の學説はあるが今日でも定説と云ふのは存在しないから茲には現在までに多少生存の値のある學説の概綱を述べ

(1) Mean free path.

(2) Ross Gunn, Phys. Rev., 32 (1928), 133.

(3) Diamagnetic.

る。

(A) 磁氣嵐の起こる時は大概太陽面に黒點が顯はれることが多いと云ふ事實から想付いて地球上の磁氣嵐は太陽の黒點から何か輻射して來るものがある爲めに起こるのだと考へられた、アレニウス⁽¹⁾は太陽の雰圍氣は非常に電離して存在し其イオン中で負のものは正のに比すれば凝結の心核となり易いから負電を帯びた微粒子が太陽から射出され光壓の爲めに送られて地球大氣の上層に達し之を負に帯電させ、それが極度に達すると放電して極光を表はし磁氣嵐が起こると考へた、モーラン⁽²⁾によると此太陽から射出される微粒子は光壓の爲めに太陽より遠ざけられるが一方では太陽の引力の爲めに之に近くと云ふ次第で、加之も光壓から受ける斥力は微粒子の表面積に比例するが、引力はその立體に比例するから、兩力の比は微粒子が小さい程大きい、今微粒子を球狀と見做しその密度を1ととり計算すると直徑が1ミクロン以下なれば斥力が勝つ、此微粒子は勿論帯電をしてゐると考へなくてはならない。

デランドル⁽³⁾やビルケランド⁽⁴⁾は太陽から來射する微粒子はアレニウスの云ふのと異なり陰極線と考へた、ビルケランドは鐵製の小さな地球儀を造り之を帯磁させ之を0.02mm位の氣壓にした器中に置き、その地球儀にはバリウム・プラチン・サイアノイド⁽⁵⁾を塗つて置く、さうして此地球儀に陰極線を當

(1) S. Arrhenius, Terr. Mag. (1905), 1.

(2) Ch. Maurain, Physique du globe. (1923), p. 151.

(3) H. Deslandres. (4) K. Birkeland. (5) Bariumplatincyánür.

てると燐光を起こす、帯磁の弱い時は赤道に當る部分を光輪が取り捲いてゐるが帯磁が強くなる時は地球儀の面に接し兩極の附近に螺旋狀の光線が表はれる、ビルケランドは此兩極の分は極地方の磁氣嵐となるものである、赤道の分は赤道地方の磁氣嵐の原因になるが是は地球の表面から遙かに高い所にある可きであり、加之も實際の地球上ではも早や大氣の無い位な高所に當るから殆んど現はれることはないのだと考へてゐる。

此實驗を裏書きするのがステルマー⁽¹⁾の計算の結果である、同氏は地球の中心に磁石があつて地球の磁場を作り帯電せる微小體の運動の力學上の問題を研究して微小體の軌道が恰もビルケランドの實驗の結果とよく合致することを見出した、只以上の理論は磁氣嵐の性質の概要を説明するに足りるが數量的に論ずると首肯し難い點が多い。

(B) 磁氣嵐の學說中で最も確實性のあるのはシュスターの説である、同氏は太陽から射出して來る微小體は直接に磁氣嵐を起こすのではない是が地球の大氣の上層に衝突して之を電離させ、その氣層の電氣傳導率を増大させる、しかるに大氣の上層には既に述べた様に空氣の週期的の運動がある許りではなく、氣流がある是が地球の磁場を横ぎり流れるのであるから其氣流中に電流が起こり磁場を起こすから是が平常の地球の磁場を變動させて磁氣嵐の現象を起こす、詳言すれば太陽の黒點乃ち太陽面に起こる渦動から無數の微粒子が送り出される、是が一般に太陽に照らされてゐる地球の半面に一樣に受取ら

(1) C. Störmer,

れるのではなくて一局部の地方に限り受取られると其地方の上層大氣の電導率は急に良くなり大氣中に電流が起こり其爲めに生ずる磁場が平常の地球磁場に加はるので磁氣嵐が起こる。此加はり方が徐々であれば磁氣嵐も極めて徐々に起こるが若し急速に加はると磁氣嵐は突然始動の様に急激に起こる。電離した上層大氣中に於てイオンが再合する爲めに磁氣嵐の終尾の現象が起こる。

磁氣嵐を起こす電流は地殻の中に感應電流を起こす、是は平常の地電流⁽¹⁾と相加はる別種の地電流である。

⁽¹⁾ Earth current.

附 録 地 電 流

第一章 地電流の測定

1. 地電流 地殻の表層を流れる電流は種々の原因から起こるから幾種類もあるが、普通地電流 (Earth current) と稱するものは電信家の所謂地氣と稱するものであつて、電線中に流れて通信に故障を起こした爲めに発見されたものである、然し元來地電流なるものは甚だ複雑なものと考ふ可きである。水平の向きに若干の距離を隔て、地中に2箇の電極板を埋めて之を電線で連絡し、其間に電流計を入れる時は線中に電流の通るのを見る、尤も其電流の強さも方向も變化を呈することは云ふまでもない。此電流と地磁氣の變化とを研究すると兩者の間には密接な關係があるのが知れる。此地電流は磁氣嵐の際には非常な強さになることがある、其電壓の如きは線長 1 km に就き 1-10 ヴォルトに達することがある。地電流の強さと方向とは既設の電信線を利用して測定したものがあつた、本邦では明治の初期に志田林三郎が實測し、獨逸ではワインシュタイン (B. Weinstein) が伯林にて測定したものが有名である。近時は特に地電流を測定する目的で、電線を張り地電流の變化を自記せしめることが行はれてゐる、本邦では柿岡地磁氣觀測所と豊原地磁氣觀測所で、同一の方法で同種の測器で地電流の不斷觀測をしてゐる。

2. 地電流測定の原理 第1圖に於て AB は地面とす, A と B との兩地に地中板を埋め, s の導線で之を連絡する. 此導線の抵抗を R とし, 地層の抵抗を S とする. A と B とに於ける電壓を夫々 V_A と V_B とすれば, その差 E は導線中を流れる電流 I と次の関係がある:

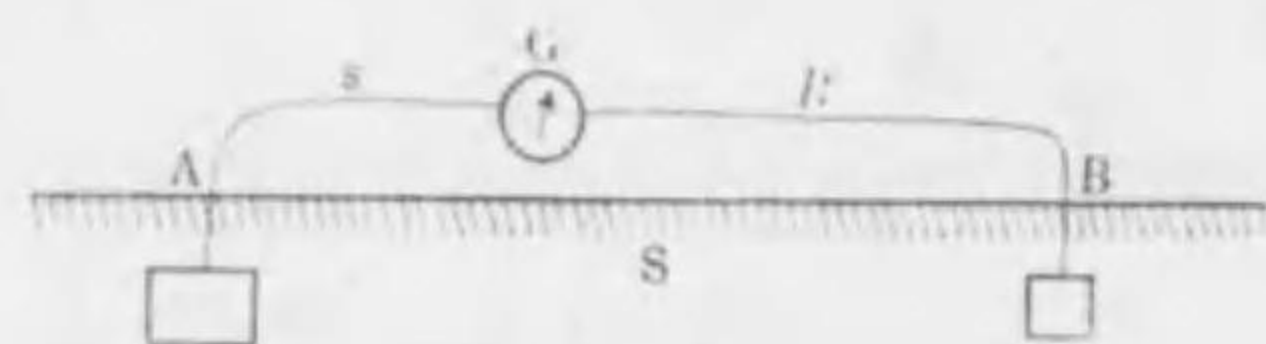
$$E = V_A - V_B = RI.$$

此式では地電流の電壓を知るに導線の抵抗 R を知らなければならぬ. 然るに今電壓 e の電流を導線に入れて線中は夫が爲めに i の電流が流れるとすると

$$e = i(R + S),$$

$$E = e \frac{I}{i},$$

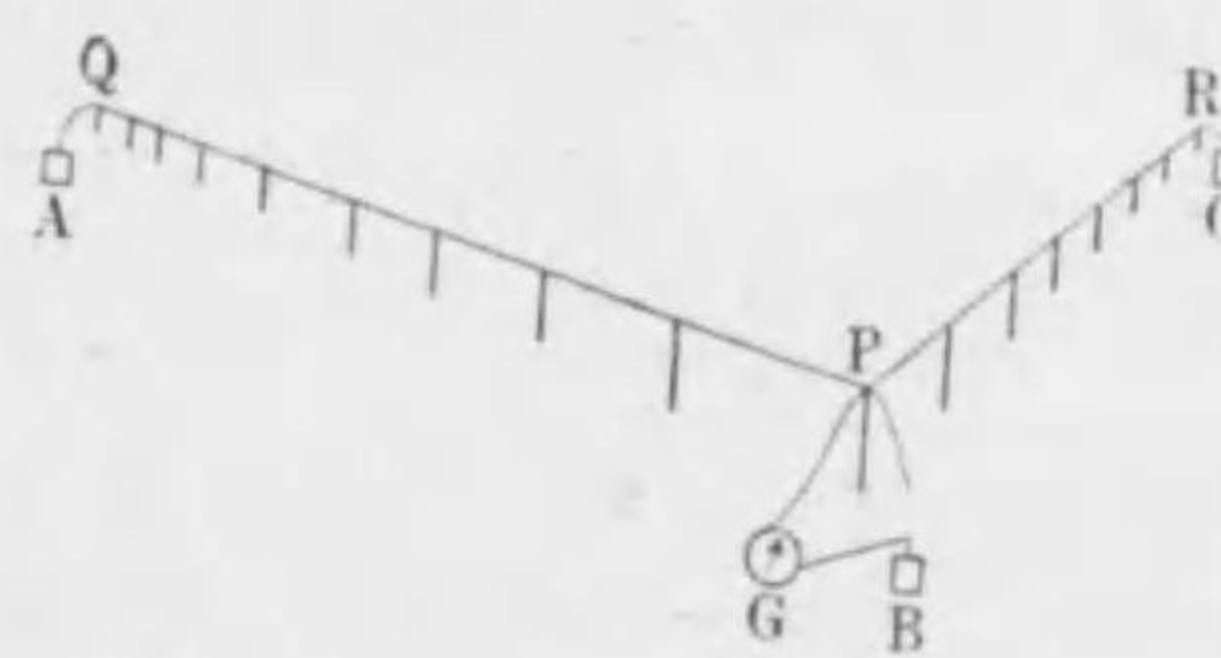
但し S は R に比して小さいから除く. 實際に於ては此方法を用ゐるとしても幾多の吟味を必要とする, バーバンク (J. E. Burbank) は以上の如く, 地中板を結ぶ導線に流れる電流の起源は, 次の四通りあることを論じた. (a) 地中板と其周囲の土壤の間の電位差がある爲めに起こる電流がある, 是は地中板を同金屬鹽の溶液に浸せば幾分か減少させることが出来る, 又不分極地中板を用ゐて其目的を達することも出来る, 柿岡や豊原の地電流観測では銅板の四周を木炭粉でつめて分極を防ぐ. 元來地中板の分極は板の金屬や, 土壤の化學的性質や, その含水量又は温度でその程度が異なるから兩板の境遇が同じ様でない限



第 1 圖

り, 之を消去することは出来ない. (b) 地中板の一枚がその周囲の土壤と他の一枚の周囲の土壤との間に, 電位差が出来ると爲めに起こる電流がある, 是は地中板丈けを處理しても消去出来ない. 例へば濕地の四周が乾地であると此兩地の間には電位差が出来ると. (c) 空氣中には正電が過剰にあり, 上昇又は下降氣流があると恰も是が電流と同じ様に考へられ, 此對流と地面と上層の空氣とが輪道を完成する, 乃ち地面には電流が流れる. (d) 地球磁力の變化の爲め, 又は地球電場が變化を爲しつゝある中を地球が廻轉する爲めに感應電流が出来ると, 其電流の強さは地球の磁場の變化の割合の大きさによる. 地電流と稱する部分は主として (c) と (d) の二つである.

3. 地電流の實測の方法 第2圖に示す様に地上に3尺



第 2 圖

位の木柱を植て蓋子を取り付け, 之に導線をかけ A と B と C の地中板を埋めて導線と連絡せしめる, 而して電流計 G を導線中に入れる. 實際に於て導線

は地中線を用ゐるから良好の結果を得られるのだが經費が多くなるから大抵の場合は架空線を用ゐる. 地中板も分極を避ける爲めに既説の如き處理をする, 又種々の器械的の誤差の生ずるのは之を省く様にする.

導線 PQ と PR とは互に直角にとるのは地電流の方向と強さを出すに最も都合が宜らしい, 今 PR の線中の電流を I_0 とし,

PQ のを I_y とすると、実際の地電流 I は $I = \sqrt{I_x^2 + I_y^2}$ で計算することが出来る、又地電流の方向も I_x と I_y との比から容易に求められる。

4. 地電流實測の結果 地電流の測定は甚だ乏しいから其結果が未だ十分に纏まつて居ないが、次に掲げる事實は大體に於て成立したものだと思ふ。(1)地電流の一日中の變化は平均上は極めて整然としてゐる。ワインシュタイン⁽¹⁾がベルリン(Berlin)とドレスデン(Dresden)を結ぶ電信線とベルリンとトルン(Thorn)を結ぶ線とに於ける觀測の結果によると、地電流の電壓は一日中に2回の極大と極小とを呈する。乃ち南北線では主極小は11h. 30m. a.m. に顯はれ、主極大は4h. 20m. p.m. に顯はれる、副極小は3a.m. に顯はれ、副極大は7a.m. に顯はれる。東西線に於ても略々同様の變化を呈するが極の起時は多少の遅速がある。一日中の變化を Δy とし之を調和分析するとき、 $\Delta y = \sum L_n \sin(nt + \varphi_n)$ 乃ち

	L_1	L_2	L_3	L_4	φ_1	φ_2	φ_3	φ_4
Berlin-Dresden	261	279	160	51	-51°56'	-72°56'	-63°35'	-62°36'
Berlin-Thorn	187	152	76	12	-31°39'	-56°20'	11°28'	-4°46'

である、但し單位は明示してない、然し地電流の電壓の大きさは大抵は1kmに就き0.1-0.5ヴォルト位である。地電流1日變化の振幅は1年の中に整然たる變化をすることは南北流も東西流も同様であるが前者の方が後者よりもその變化が著るしい。

⁽¹⁾ B. Weinstein, *Die Erdströme in Deutschen Reichstelegraphengebiet etc.* (1900), p. 16.

(2) 地電流の1年中の變化はまた整然としてゐて極大と極小各々1回を呈する、スペイン國のトルトサ(Tortosa)の觀測所に於ける實測の成績を見るに、1914-1918年間の平均では各月の電壓の偏差が次の通りである：

月次	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
電壓	6	62	92	127	152	174	207	-109	-214	-192	-166	139
方向	0°7'	-0°4'	-1°5'	-2°2'	-2°1'	-1°1'	-3°8'	-3°8'	53°5'	33°5'	16°1'	8°0'

乃ち極大は7月に顯はれ極小は9月に顯はれる。以上の表の單位は millivolt/km で表はしてある。(3) 地電流は以上の如き週期的の變化ではなく、突然として著るしく其大さと方向とを變ずることがある、是を地電流の變動と云ふ、恰も地球磁力の嵐(Magnetic storm)に似たものであつて、實は之と密接の關係があり原因結果の關係が成立してゐる、シュタイナー(L. Steiner)の研究によると、地電流の東西の分流の變化は地球磁力の變化の原因であるが、地電流の南北流の變化は地球磁力の東西分力の變化から起こると云ふ。地電流の變動は地磁氣の變動と共に極光の出現と關係が深いのは周知の事實である。近時本邦では地震と地電流の變化の關係を云々するものもあるが未だ充分の研究を経たものとは云へない。

第二章 地電流の變化の學說

5. 地電流一日中の變化の學說 地電流が一日中に整然たる變化を爲すことを説明せんと試みられた學說は多數ある

が就中有力なるは次の二つであらう、尤も此二つの學說は大體は共通の所が多く僅かに異なつてゐるに過ぎない。大氣の高層の空氣は太陽からの輻射の爲めに著るしく電離し、良好なる傳導體となつてゐる、此輻射は主として何なりや學者に未だ定まつた意見はないが、紫外線や高速度に發射せられる帶電體や又は宇宙線などが主なるものと考へられてゐる。此電離した空氣が大きな速さで運動、乃ち風となつて吹走すると夫は地球の磁場に対して關係的に運動することゝなる、故にその電離層中には大きな渦動が出来る、此電氣を帯びた渦動の磁力作用が地球表面にまで波及し地中に地電流を生じ、又此地電流の爲めに地磁氣の變化が出来る。晝間の部分乃ち太陽直下の所は此電離も旺盛であり夜間に屬する部分は旺盛でない、而して地球は廻轉し晝夜交代するから地電流の變化が一日中に整然と顯はれる。此學說に於て問題となるのは電離層に強い風の存在するや否やと云ふことである、固より是は直接の觀測を爲すことの出来ないことであるが彼の流星の引いた跡が泛つて行くのを見ると強い風の存在するのを指示する様に考へられる。

風の存在を假定しなくとも電離層に於ける各帶電體が地球磁力の作用によつて各々一つの螺旋を畫いて運動する、此帶電體の運動は一つの磁氣と同じ作用をする、而して斯の如きものが無數あつて一定の状態になつて作用する時は、電離層中に強い氣流があるのと同じ作用をするから、前説の様に敢て強風の存在を假定しなくとも宜ろしい。只此學說では電離層中に莫大な帶電體の存在を必要とする點が困難である、高層に於け

る電離状態は實は未だ判然しない點が多い、然し近年電波の傳播に關する實測が此電離層の消息を知る手段となつた爲めに目下着々研究が擴大されつゝある。

6. 地電流の變動の學說 磁氣嵐に關する學說と地電流の變化の學說とは共通の點が存在す可き筈である、後者が今日まだ充分のものが存在せざる次第故に前者の存在せざるは敢て不思議ではない、勿論世に幾多の學說の提唱されたものはあるが、觀測された現象を説明するに足るものが無い、最近最も行はれてゐる學說の一つに次の如きものがある。太陽から來たる紫外線の作用により、地球の大氣の上層乃ち約450kmもある様な所から、原子が打ち出されて數千軒も飛んで行つてから電離する、而して電離した以上は地球の磁力や重力の作用を受けて地軸の周りを廻轉する様になる、殊に赤道地方の高空に於て地球を環流する地球の表面の磁力に影響して、世界的に磁氣嵐を生ぜしめ又地電流の變動を起す。打ち出された原子の或る部分は地球の磁力線に沿うて動き、地極に近づくに従つて地面に接近する、此原子の電離したものが矢張磁氣嵐や極光を生ずる。元來太陽から射出される紫外線の強さは時々大なる變動がある、是が磁氣嵐を喚起する。此學說に従ふときは地球大氣の高空に流るゝ電離流は東西の向きに流る可きである、殊に低緯度地方では然りである。歐洲での實地の觀測をして見ると南北の向きに起こるものが多い、然し本邦では東西の向きのものが多い、夫故に此説を批判するには尙ほ地球上各地での實測を必要とする。

磁 氣 探 礦

第一章 磁氣探礦法の原理

1. 磁氣探礦法の略史 地面上に於ける磁力を測定して地中に埋没してゐる礦物を發見するを得可しとは1843年にウレド (Wrede) の唱道したところだが其根本的の原理を公にしたのは瑞典のターレン (R. Thalén)⁽¹⁾ であつた, 1898年に同國人のダールブロム (Th. Dahlblom) は磁氣探礦法に關する著述をした, 1899年に北米合衆國のスミス (H. L. Smith) が同様の研究を公にした, 1902年にウリッヒ (P. Ulrich), ソグナー (A. Wagner) もまた同じく基礎的原理の擴張をしたが根本的に之を改良したのではなかつた. 1906年にエオトヴォレス (R. von Eötvös) は礦石が一般の形をしてゐる場合を論じて實測をも施行し1910年には那威のカールハイム・ギレンシエルフ (v. Carlheim Gylenskiöld) は瑞典の一地方に於ける磁鐵礦に就て特に研究を爲しこの探礦法が實用に供し得可きを立證した.

近年に至つて此方法は急に實地に用ゐられる事になり測定
の器械も製作されて若干の國土に於ては此探礦法を實地に行
つて良好の成績を収めた. 1914年にはシュミット (Ad. Schmidt)
は此目的の爲めに水平と垂直の各分力の偏差計⁽²⁾ を考案し伯

⁽¹⁾ Robert Thalén, Sur la Recherche des Mines de Fer à l'aide de Mesures magnétiques. Upsala. (1877).

⁽²⁾ Lokalvariometer.

林のアスカニヤ (Askania Werke) 會社にて製作した, 1926年にはオステルマイヤー (J. Ostermeier) は全力の偏差計を考案した, 1927年にハアルク (H. Haalck)⁽¹⁾ は萬能偏差計を考案した然し未だ広く行はれるには至らない. 此外にケーニヒスベルゲル (J. Königsberger) も同じ様な器械を工夫した. 此磁力探礦法に關する書物も數種出版せられた. 就中

(1) H. Haalck, *Die magnetischen Verfahren. angew. Geophysik.* Berlin. 1927.

(2) R. Ambronn, *Methoden. d. Angew. Geophysik.* Dresden u. Leipzig. 1926.

(3) Wien-Harms, *Handb. d. Exp. Phy. Geophysik.* 3 Teil. *Angew. Geophysik.* Leipzig. 1930.

(4) A. S. Eve and D. A. Keys, *Applied Geophysics.* Cambridge. 1929.

(5) A. B. Broughton Edge and V. H. Laby, *The principles & practice of Geophysical Prospecting.* Cambridge. 1931.

(6) E. Rothé, *Les Méthodes de Prospection du Sous-Sol.* Paris. 1930.

此外に専門の雑誌まで出てゐる.

(7) Gerland, *Beiträge z. Geophysik. Angew. Geophysik.*

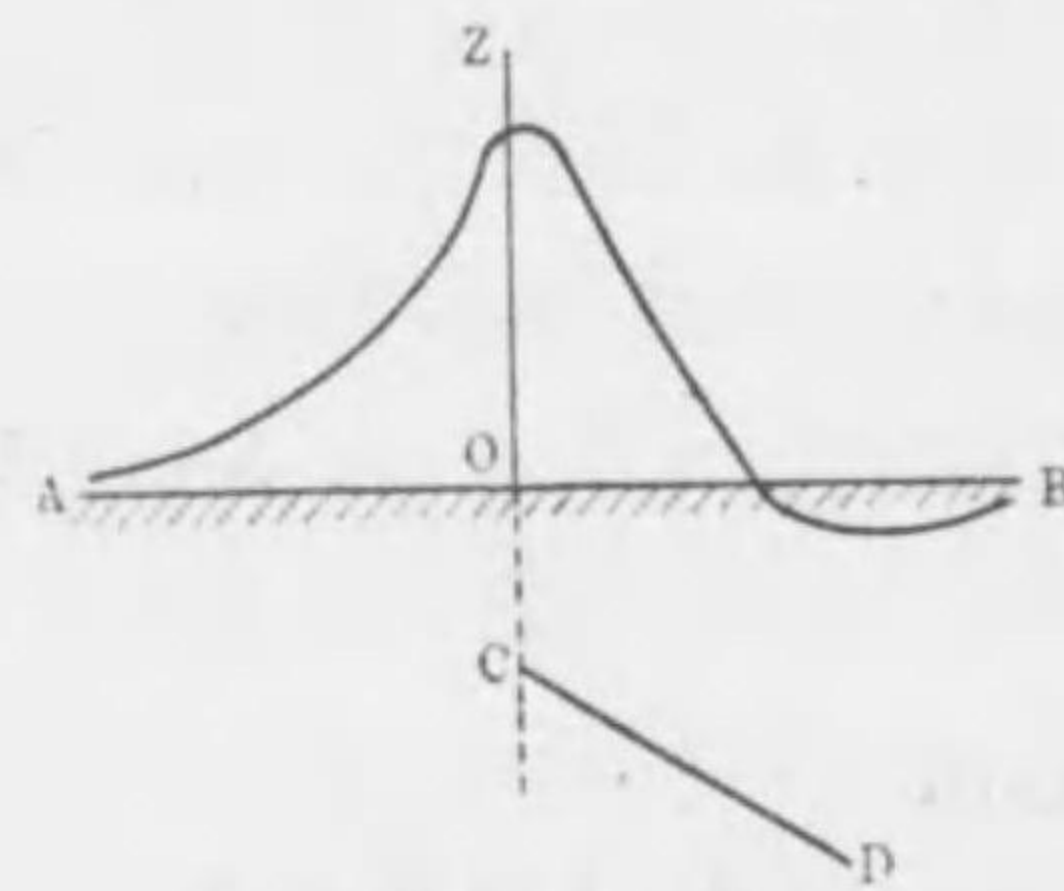
2. 磁氣探礦法の原理 地中に鐵=ッケル又はコバルトの如きものを含んだ礦石が埋没してゐる所では地表面上での

⁽¹⁾ Die Universalwaage.

磁場は四周の所よりは複雑になつてゐる筈である、而して地表面上の磁場の複雑化には埋没してゐる礦石の位置の如何が大に問題になり又その磁化率⁽¹⁾が問題になる、今數種の岩石に就て磁化率 κ を列記して見よう。

岩 石	英 名	磁化率 ($\kappa \times 10^6$)
磁 鐵 礦	Magnetite	97300
フランクリン石	Franklinite	35600
チタン鐵礦	Ilmenite	30700
橄欖斑輝岩	Olivine-Gabbro	5600
蛇 紋 岩	Serpentine	1270
玄 武 岩	Basal	600
閃 亞 鉛 礦	Zinblende	58

是等の礦石が地中に埋没してゐる時は地表面上に於ける磁力線はその方に密になり四周の地とは磁力の配布が異なる、例へば第1圖に於て AB は地面を示し、CD は地中に埋没せる礦石とする。



第 1 圖

此 CD の存在する爲めに AB 上に於ける磁氣垂直分力 Z の配布を見るに圖に示す様な配布を示す、是は縦軸に Z の値を取つたのである。礦石 CD の位置や磁化率の異なるによつて此圖に示す様な磁力配布は色々異なつたものが顯はれる、依つて地上の磁力を測定して此圖の様なものを作れば地中に埋没せ

⁽¹⁾ Susceptibility.

る礦石の位置やその他の要素が大體に想像されよう。是が探礦法の根據である、もう少し具體的に述べる爲めに二三の簡単な例を掲げる。

3. 球狀礦床 礦石が球狀をしてゐる場合には計算は至つて簡單である、此球の半徑を R としその中心の地下の深さを h とし球は地球磁氣の感應によつて受磁したものと考へるとその三要素の變化は次の式で與へられる。

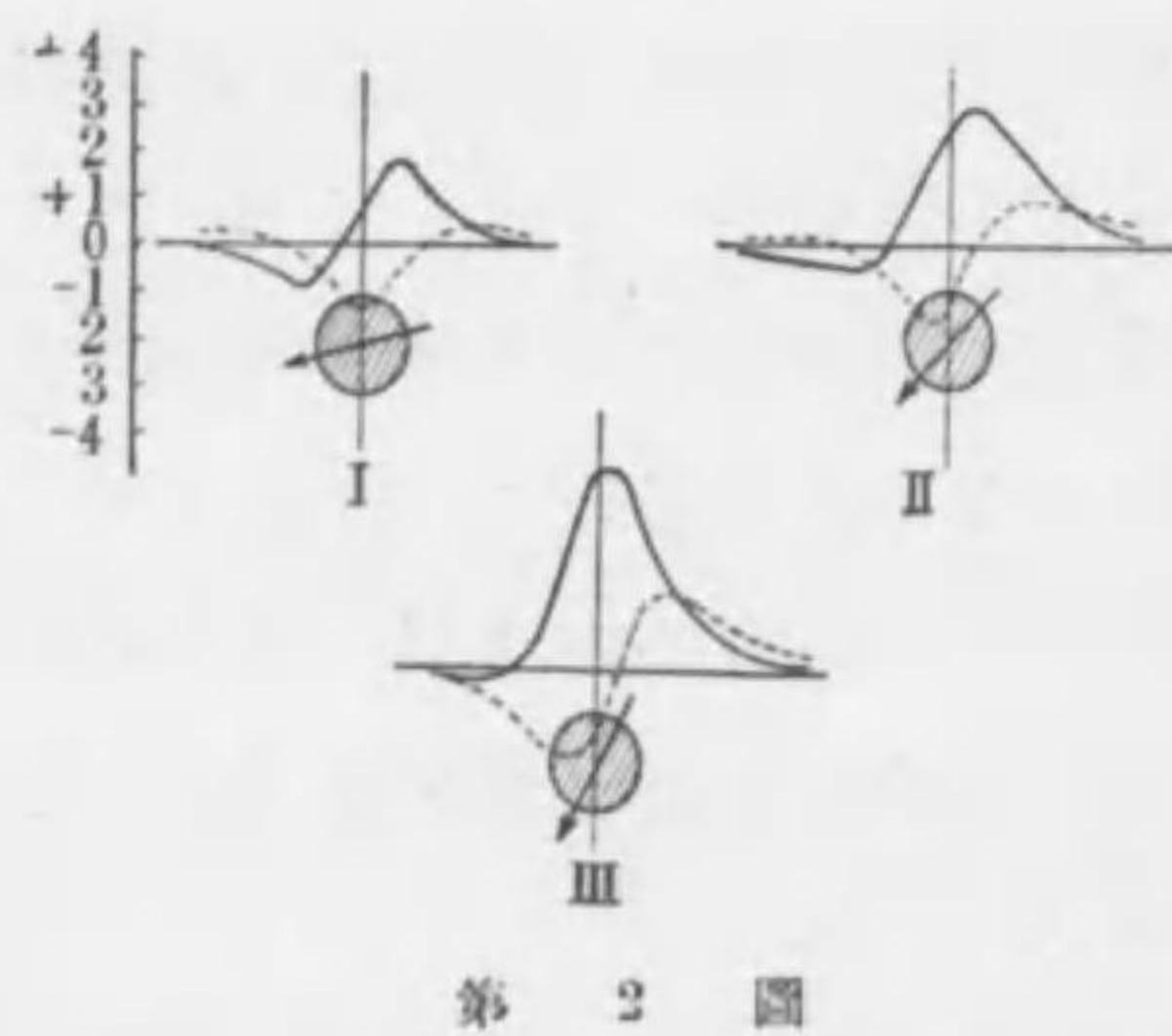
$$\frac{dH}{H_0} = -\frac{(\kappa - \kappa_0) \frac{4}{3} \pi R^3}{1 + \frac{4}{3} \pi (\kappa - \kappa_0)} \cdot \frac{1}{r^5} \left\{ h^2 - 2x^2 + 3xh \cdot \frac{Z_0}{H_0} \right\},$$

$$\frac{dZ}{Z_0} = -\frac{(\kappa - \kappa_0) \frac{4}{3} \pi R^3}{1 + \frac{4}{3} \pi (\kappa - \kappa_0)} \cdot \frac{1}{r^5} \left\{ x^2 - 2h^2 + 3xh \cdot \frac{H_0}{Z_0} \right\},$$

$$\tan D = \frac{(\kappa - \kappa_0) \frac{4}{3} \pi R^3}{1 + \frac{4}{3} \pi (\kappa - \kappa_0)} \left\{ x - h \cdot \frac{Z_0}{H_0} \right\}.$$

茲に κ と κ_0 は礦石と其四周の地層の磁化率を示す故に $(\kappa - \kappa_0)$ は兩者の磁化率の差である。ハアルク⁽¹⁾ は次の三つの場合に就て各要素の異常乃ち $\Delta H/H_0$, $\Delta Z/Z_0$, ... 等を計算し、その結果を第2圖の様に表示した、此圖は茲に引用した同氏の著書によつて描いた。

⁽¹⁾ H. Haalch. *Die magnetischen Verfahren. angew. Geophysik.* Berlin. (1927), p. 54.



	Z_0	H_0	i
I	0.075	0.30	$14^{\circ}\frac{1}{2}$
II	0.24	0.24	45
III	0.40	0.20	$63^{\circ}\frac{1}{2}$

圖に於ては縦軸の目盛の単位は $\frac{1}{5} \frac{(\kappa - \kappa_0) \frac{4}{3} \pi R^3}{1 + \frac{4}{3} \pi(\kappa - \kappa_0)}$ と

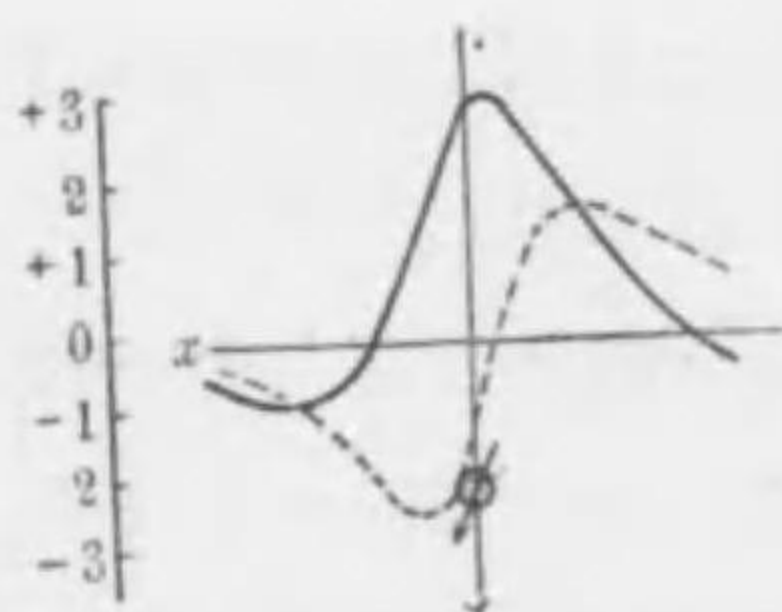
第 2 圖

した I の場合は圖の I に當り, II の場合は圖の II に相當する

4. 長圓筒狀礦床 切口の圓狀なる無限に長い圓筒狀の礦床が地球の磁場に直角になつてゐる場合乃ち礦床の走向が地球磁氣の子午線面に直角になつてゐる場合に於ては次の公式がある:

$$\frac{dH}{H_0} = -\frac{6\pi(\kappa - \kappa_0)}{3 + 4\pi(\kappa - \kappa_0)} \cdot \frac{a^2}{r^4} \left\{ 2hx \frac{Z_0}{H_0} - (x^2 - h^2) \right\},$$

$$\frac{dZ}{Z_0} = -\frac{6\pi(\kappa - \kappa_0)}{3 + 4\pi(\kappa - \kappa_0)} \cdot \frac{a^2}{r^4} \left\{ 2hx \frac{H_0}{Z_0} + (x^2 - h^2) \right\},$$



第 3 圖

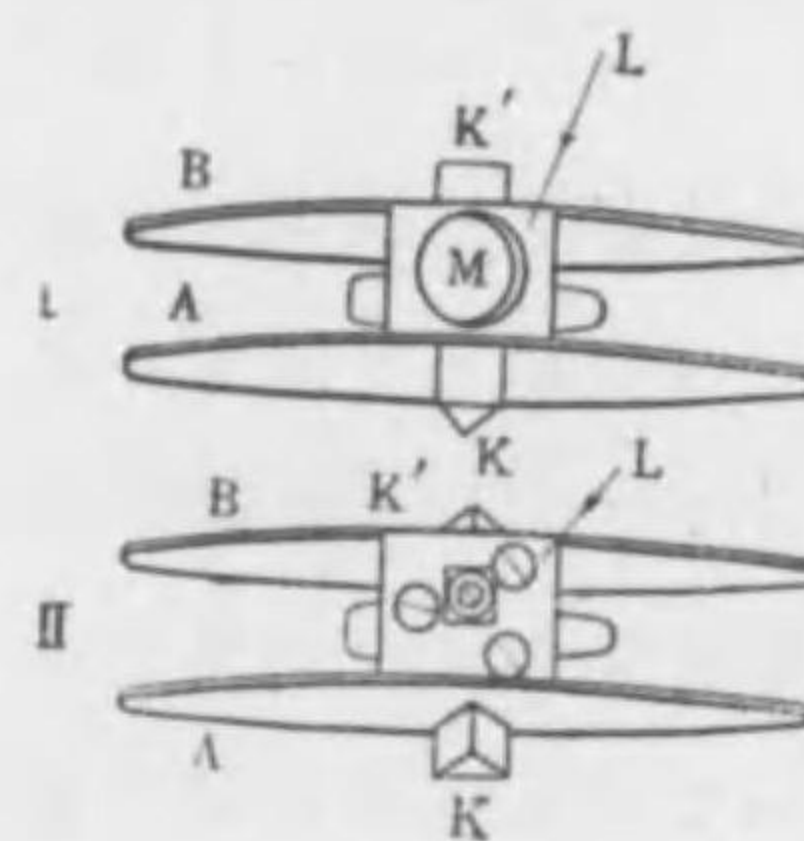
但し圓筒の半径は a である. 今この式によつて計算した結果を圖示するに縦軸の単位を $\frac{a^2}{5} \frac{4\pi(\kappa - \kappa_0)}{3 + 4\pi(\kappa - \kappa_0)}$ すとると第 3 圖が出来. 圖中の實線は垂直分力の異常を示し點線は水平分力の夫を示す.

以上の簡単な場合の外に種々の場合を解いたものがある.

第二章 測定器械とその用法

5. 偏差磁力計 一地方の磁力の異常を取り調べるには普通の磁力計によつて三要素を澤山の地點で實測するか少くとも伏角計で伏角を測定しても略々判るがそれでは手数が中中多くかゝるから偏差磁力計⁽¹⁾が製作された. 是は種類が多いが, その中で有名なのはシュミットの考案したものである. 同氏の偏差計は垂直分力のと水平分力のと二た通りになつてゐる.

垂直分力偏差計⁽²⁾は携帯用伏角計に似たものであり其磁針

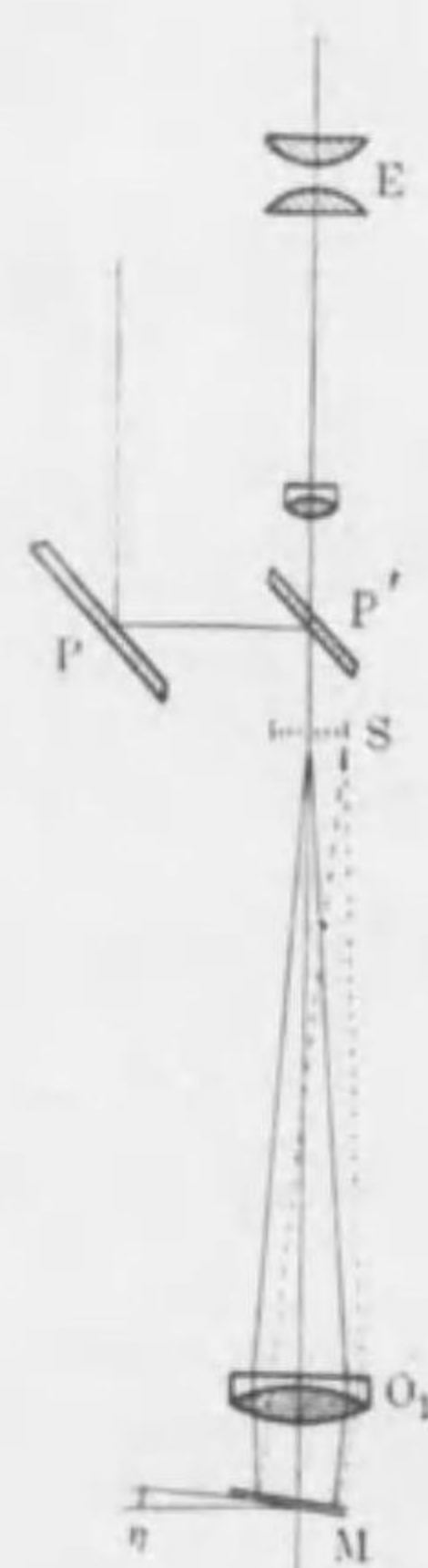


第 4 圖

に相當するものは第 4 圖に示す様に A と B との長楕圓形の薄板になつてゐる二枚の磁石であり且は L のアルミの筒に取り付けてあり, 此筒には M の平面鏡があり又 KK' の刀双が固定してある. 此刀双は水晶で出来てゐる又磁石はタングステン鋼で作つてある, 又刀双は磁針の軸と直角になつてゐる. 此磁針は水平になつてゐて其重心は刀双の下に在つて少許の距離にある様に作る, 又重心は刀双の一侧に偏してある様にする. アルミの筒の上面に在る平面鏡は觀測の時に光を反射して磁針の傾きを知

⁽¹⁾ Local variometer.

⁽²⁾ Die Feldwaage für Vertikalintensität.



第 5 圖

らしめるに役に立つそして全體の光學的構造の要旨は第 5 圖から明白である。O₁は對物鏡、Pは反射鏡であり外光を機械中に入れるもの、Mは平面鏡、P'は 45° に傾ける反射鏡、Sは尺度を盛つた硝子板であつてO₁の焦點の所に据付けてある。

磁針の鏡Mの傾斜はηである。

諸磁針が水平である時はEの對眼鏡で直接見た日盛と、M鏡中からの反射光で見える日盛とは相合致して見える様になつてゐる。

諸此器械で測定をするには先づ標準とす可き地點を選びその磁力子午線を見出し、此偏差計を据付けて磁針が子午線面中で振動する様にする、さうして偏差を讀取る。偏差が大き過ぎて像が鏡外に逸れ去るときはアルミ銅の下面に在る 3 本の螺子を適當に動かして像が見える様にする、又垂直分力が大に失するときは偏差計を載せてゐる三脚臺の中央に在る筒中に補正磁石を挿入して之を緩和する、此種の偏差計には通例三通り位の補正磁石が備へ付けて急に應ずる様にしてある。此場合に偏差計の感度を測らなくてはならない夫には補正磁力の陽極を上にして磁針と夫との距離を測り之をRとする、此時の尺度の讀取りをD₁とする補助磁石を入れない時の讀取りD₀よりは小さい値である。次に補助磁力の陰極を上にし距離は矢張りRにして讀取る之をD₂とする、D₂はD₀より大きい。

偏差計の感度をεとすると

$$\varepsilon(D_1 - D_0) = -F, \quad \varepsilon(D_2 - D_0) = F, \quad \therefore 2F = (D_2 - D_1)\varepsilon.$$

茲にFは磁力モーメントMの圓筒狀磁力が磁針の所に起こした磁場の強さである、又εは1γの補助磁場の爲めに磁針の偏きである。

$$\varepsilon = \frac{2F}{D_2 - D_1} = \frac{4M}{(D_2 - D_1) \cdot R^3}$$

但し標準の地點で觀測が終れば之を他の地點に移しそこで同じ様な讀取りを行ふ。

水平分力偏差計⁽¹⁾は前記の垂直分力計と同様な構造の器械であるが只磁針が垂直に懸垂され指北極が下に在る様になつてゐる。補正磁石は此器械に於ては正午線面中水平に置く様になつて居り其指北極は地球磁場が強過ぎる時は北に向はせ弱過ぎる時は南に向はせる、又感度εは次の式で計算する：

$$\varepsilon = \frac{2M}{(D_2 - D_1)R^3}.$$

(1) Die Feldwaage für Horizontalintensität.

昭和八年八月十五日印刷
昭和八年八月二十日發行

岩波講座
物理學及び化學(增訂版)
第二十七回配本³
(物理學第十五回)

編輯兼
發行者 岩波茂雄
東京市神田區一橋通⁴
印刷者 島連太郎
東京市神田區美土代町
印刷所 三秀舎
東京市神田區美土代町

發行所
岩波書店
東京市神田區一橋通町

終