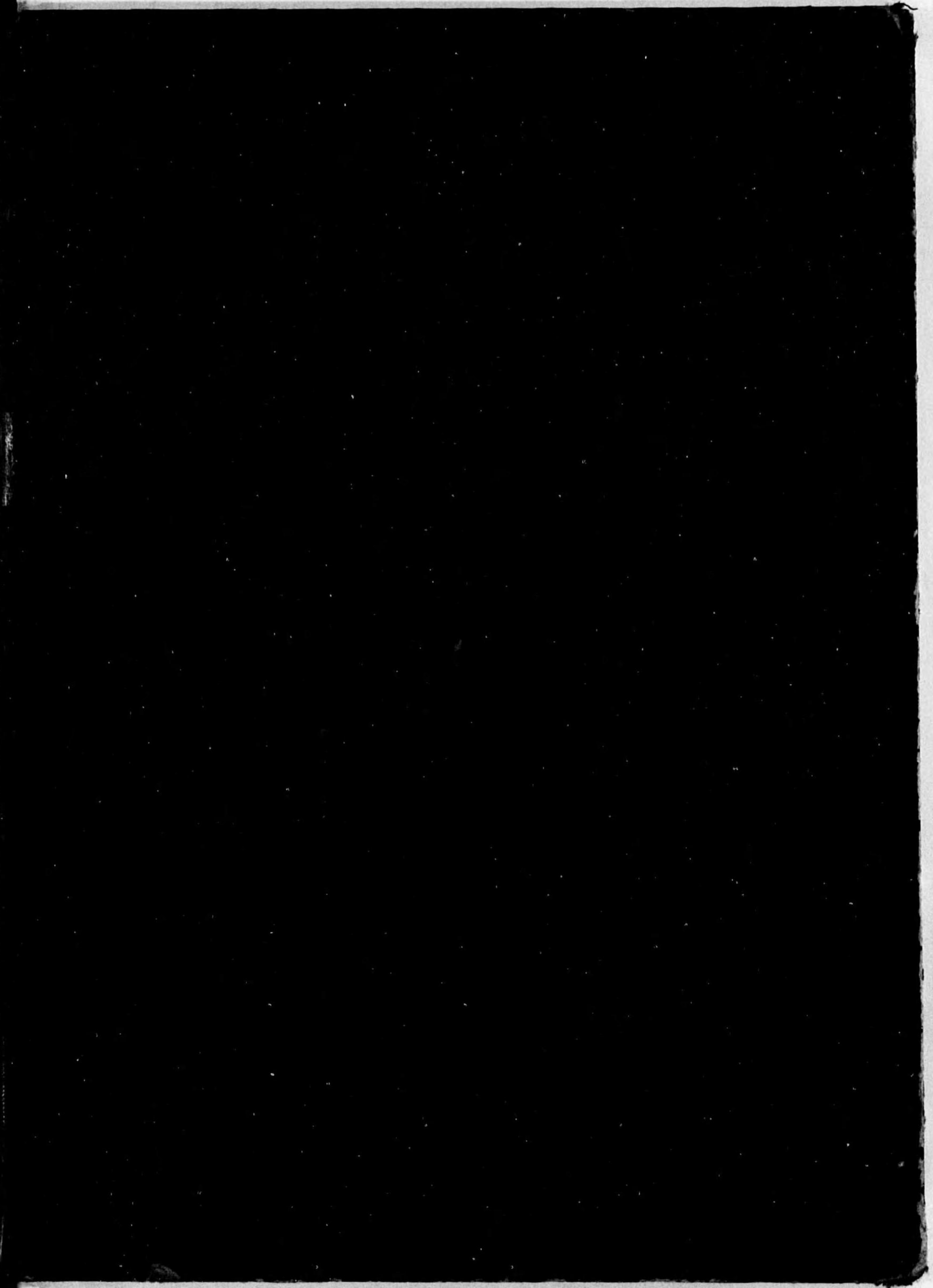




始



146
338

中央氣象臺彙報

第十五冊

昭和十四年十一月

中央氣象臺



中央氣象臺彙報

第十五冊



目 次

	頁
昭和 13 年 1 月 12 日紀伊水道強震と地電位差の異常……………吉松隆三郎	1— 3
生態學研究に利用される新案蒸發計に就いて (第二報) ……大 後 美 保	4— 8
ロビッチ式日射計の常數の決定 ………………	8— 26
德島縣江川に於ける水温異常及び瓦斯噴出に就いて……………	26— 38
土壤凍結層の觀測に就いて 附, 山梨縣船津附近の凍結……………	39— 49
東北地方に於ける 8 月の気温の早期豫想に就いて……………北 澤 貞 雄	50— 54
航空機用加速度計の製作……………三 宅 恒 夫	55— 60
空電調査報告……………	61— 71
デリンジャー現象と地球磁場に就いて……………平 山 操	72— 81
農作物の播種期及刈取期と氣候との關係に對する一調査……………	82— 90
風に對する地表摩擦の影響……………齋 藤 博 英	91— 99
遠距離風信器の新案……………倉 石 六 郎	100—104
颱風域内の波浪又はうねりと風との關係に就いて……………	105—110
昭和 13 年 6 月 28 日より 7 月 5 日に至る豪雨に就いて……………荒 川 秀 俊	111—123
雨水の化學……………三 宅 泰 雄	124—141
上層氣壓推算用ノモグラムと上層風の豫報……………	142—147
山谷風に就いて (其の二) ………………福 田 喜 代 志	147—153
雷雲下のアンテナ-アース電流 ………………會 根 喜 一 郎	153—158
気温の豫想に就いて……………高 橋 浩 一 郎	159—168
新案分速風力計に就いて……………矢 龜 紀 一	168—176
大氣振動の理論 (第一報) ………………櫻 庭 信 一	177—183
富士山の吊し雲と其機巧……………阿 部 正 直	183—192
地球磁場の日變化に就いて……………平 山 操	192—214
低氣壓に隨伴する潮汐副振動並びにウネリに就いて (I) ……中 野 猿 人	214—228
東京の都市氣候……………喜 多 豐 一	229—235
富士山の雲形分類……………阿 部 正 直	236—254
風の息と風壓及び本邦に於ける最大風速に就いて……………高 橋 浩 一 郎	254—264

一定値を保たしめることが出来る。即ち廣範圍に亙る一様な地電流は消去することが可能である。圖に示す様に (D), (d) 兩曲線は殆んど同じ變化をしてゐる。當然のことではあるが (D) なる計算値は (d) なる自記と同等なることが實證されてゐる。圖には本強震の外に地電位差記録紙に檢流計の機械的振動によりその存在を示す他の幾つかの地震も併記しておいた*。さて差電位差變化を見るにまづ地震 (1) に先だつて漸増が見られ、その附近に於て最大となりやゝ減じて再び或値に於て殆んど一定する。(2), (3) の小地震に際してもかすかに變化ある如くなるも明瞭ならず、しかし二重矢に示す本強震に先だつこと略、12 時間位より明瞭なる増加を認め初め、地震發生時附近に於て最大となつてゐる。即ちこれを前論文の型式に分類すれば I-型である。又變化の振幅 (A) は變化前の一定値より測つて (D) に於て 0.68 ミリボルト、(d) は 0.70 ミリボルトとなり、振幅 (A) と震央距離 (Δ) との関係第 2 圖 (a)⁽²⁾ と比較すれば満足すべき一致を示す。先行時間 (T) 12 時間なる値も第 4 圖 (a)⁽²⁾ に照してみれば矢張平均曲線に非常に接近してゐることがわかる。

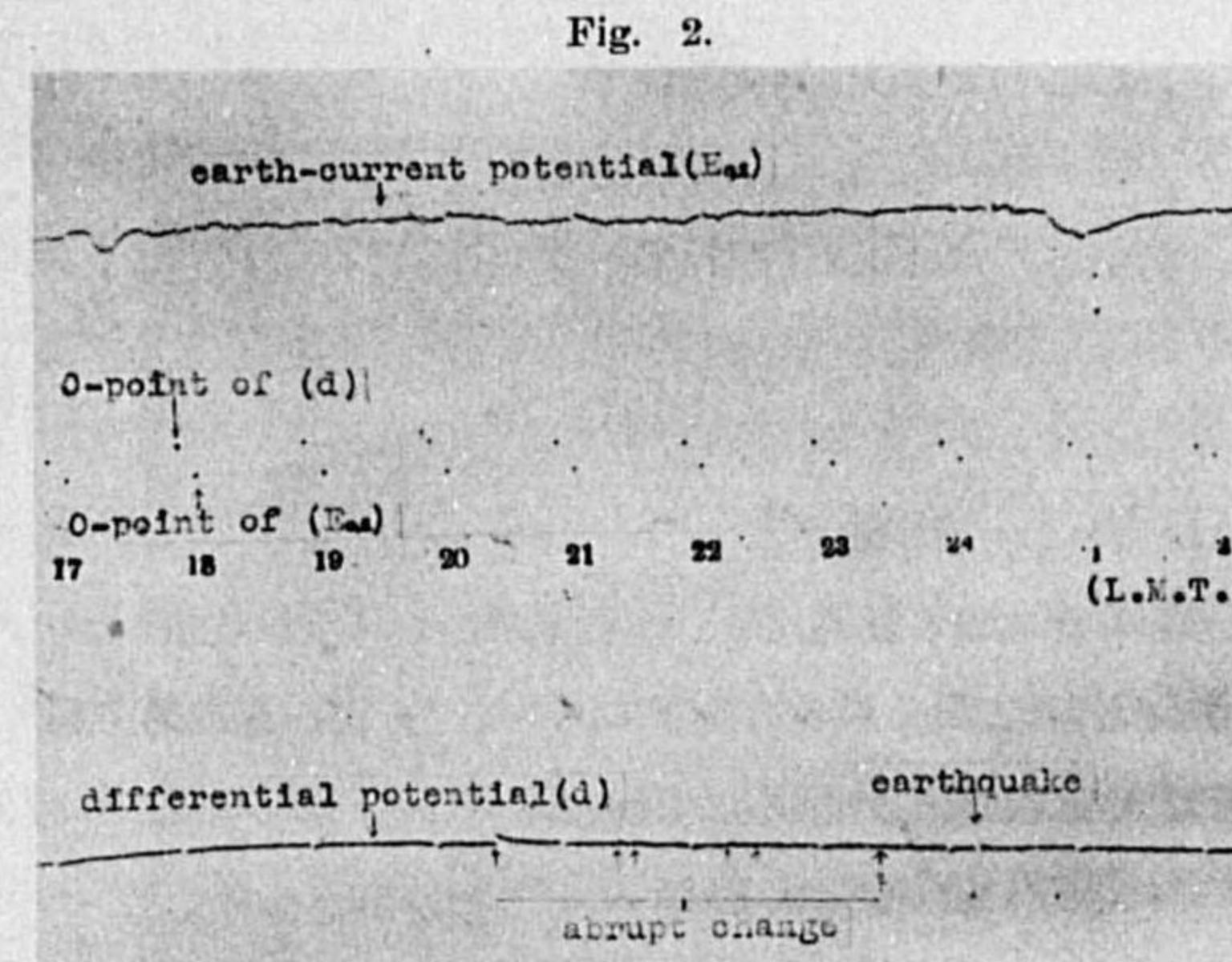
さてこゝに想起すべきは昭和 11 年 2 月 21 日の河内大和強震である。この場合の差電位差 (D) は減少する D-型地震であつた⁽⁴⁾。即ち今回の紀伊水道強震とは變化が反對である。これに関しては遺憾ながら我々は未だ何等決定的な解決に到着し得ない状態であるが次の様な事實は注意すべきであらう。即ち驗震方面より定められた震源附近の發震機構は河内大和強震にては震源に於て略、東西方向に壓力、南北方向に張力の働く型であるが、今回の強震は略、北西-南東方向に壓力、北東-南西方向に張力であつて兩者可成方向が變つてゐる。又前論文に述べた様に、河内大和強震の震源は重力異常の正負境界近くに位するに反して本回地震は遙か南方の正異常の相當大きな地域に位することである。しかしこの根本問題に關しては尙多くの材料を要求すること切である。

次に今回の強震にて注目すべき現象は地震前衝激的な變化が數回繰返し記録されたことである。これは第 2 圖の複寫に示す如くである。第 3 圖は發震時を時間の原點とし、これら急激變化の發生時迄の時間數を横軸に、その振幅を縦軸に採つたものである。變化の繼續時間は數分乃至 30 分に亙つてゐて凡て電位が東高となり電流としては震源の方に向ふ成分を持つてゐる。尙こゝに附言すべきは第 2 圖の電位差圖 (E_{0-1}) の右端の灣型變化や左端の判然たる變化が (d) 曲線には殆んど現はれてないことである。これら衝激的變化に就て次に注意すべきは群生することである。20 時 30 分

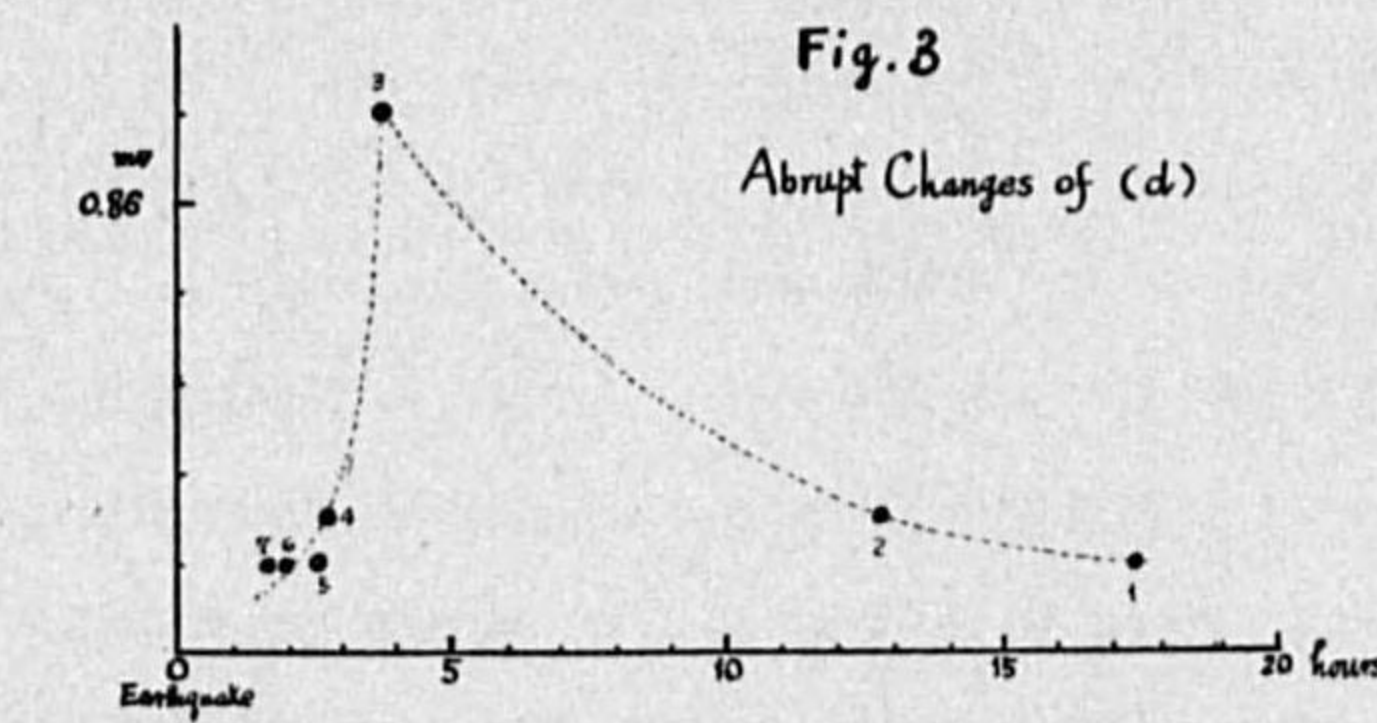
地震番號	震 源
(1)	千葉松戸附近
(2)	那珂川河口沖
(3)	千葉關宿附近
(4)	鹽屋崎沖
(5)	筑波山附近

(2), (3), (4) 前出文献 (1)

の最大變化以後のものは特に二箇宛對になつて起つてゐる。この様な群生變化はこの地震に限つたものか、それとも新檢流計により捕へることが出来たものか、とにかく珍らしいものである。これに似た急激變化は昭和 8 年 3 月 3 日の三陸沖強震に於ても見られた⁽⁵⁾。しかしこの際は地震前 9 時間位に二箇の判然と認められる相當大きな變化が約 40 分を隔て、起つたばかりであつた。そし



變化番號 (第 2 圖)	起 時 分	振 幅 (mV)
1	1 11 06 51	0.17
2	" " 12 24	0.26
3	" " 20 30	1.03
4	" " 21 28	0.26
5	" " 21 36	0.17
6	" " 22 18	0.16
7	" " 23 31	0.17



て電位は西高で電流としては震源の方に向く成分を持つこと今回強震と同様であることは、上表の如く後半各群生變化の起る間隔が矢張 1 時間内外であること、又兩者共に海底淺所に起つた地震であることなどと對照すると單なる偶然的符合といふよりもその間何等かの實在を想はしめる。由來本震源附近地域は有名な發震地で小地震は頻々として絶えず起つてゐる。この特殊事情は斯の如き急激變化の連發に或は關係があるか、又強震に屢々伴ふ發光現象の如きものゝ有無などあれこれと聯想しながら擱筆する。

終りに臨み岡田臺長初め御激勵を賜りし藤原博士、今道所長、地震掛本多博士、交理化學研究所の池邊常刀、池田武夫の諸氏に對して深甚の謝意を表する次第である。

(5) 前掲文献 (1)

生態學研究に利用される新案蒸發計に就て (第二報)

大 後 美 保

I. 緒 言

第 1 報に於て新案蒸發計が従来用ひられて居る他の多くの蒸發計に比し生態學研究への利用上諸種の優れて居る點のある事に就て述べたが、更に第 2 報に於ては本蒸發計の濾紙部の染色法、染色濾紙の蒸發性能に関する實驗結果、及圓筒濾紙の長さに関する試験結果等に就て述べようと思ふ。

II. 圓筒濾紙の染色法

圓筒濾紙の染色上要求せられる主要條件は染色に依り蒸發性能が變化しない事、及使用中に染色濾紙が變色したり、脱色したりしない事とである。以上の様な要求條件を比較的完全に充す染色法として著者はインダンスレン染料に依る染色法を選んだ。染色法の概略を述べれば先づ水 2L に對し苛性ソーダ (40°Bé) を約 20 c.c. 加へ、更にハイドロサルファイト・コンク粉末を約 6 gr 加へ、之れに別に水で泥状としたインダンスレン染料を攪拌しながら靜かに添加して染浴を作る。インダンスレン染料は黒色としては Indanthrene Black BB. を 5 gr 用ひ、綠色としては Indanthrene Brilliant green B. を 2 gr 用ふる。尙適當な綠色を得る爲には Indanthrene Brilliant green B. に Anthra yellow GCN. を適宜に配合して任意の色を出さしめる。斯くして作られた染浴を 50~60° C に温めてから、其の温度に保ちつゝ白色圓筒濾紙を 10 個浸漬して、約 1 時間染色する。染色後はよく水で洗滌してから硫酸酸性の水に漬し、次で純水で洗ひ、最後に石鹼液中によく漬して更に水洗して乾燥せしめる。黒く染める場合には水洗後更に Chlorkalk の稀薄液で洗ふと眞の黒色が得られる。

以上の染色法が不都合でないか否かを調べる爲には染色圓筒濾紙と非染色圓筒濾紙とを用ひたアトメーターの蒸發性能に差異があるか否か、及各個の染色圓筒濾紙は均等に染色せられて居るか否かを確めねばならない。その爲に此處では綠色に染色した圓筒濾紙に就て次の様な實驗を試みた。尙かゝる實驗を行ふ場合には各アトメーターの環境を等しくする爲に各アトメーターを廻轉盤上に置いて試験せねばならぬのであるが、丁度手近にかゝる装置がなかつた爲に、本實驗に際しては便宜上各アトメーターの位置を時々變へる事に依り各アトメーターに表はれて來る場所に起因せる蒸發量の差異を出来る丈除去した。

(1) 染色に関しては諸種の御便宜を計られた日本染料製造株式會社の澤田一男氏に對し紙面を借りて厚く感謝の意を表す。

III. 染色圓筒濾紙と非染色圓筒濾紙との蒸發性能の比較實驗

染色する事に依り圓筒濾紙の蒸發性能に變化を來したか否かを知る爲に染色圓筒濾紙 (綠色) と非染色圓筒濾紙 (白色) に依るアトメーターを暗所に置き、兩者の蒸發量に差異があるか否かを調べた。實驗結果は第 1 表に示す通りで (E-M) の符號を見ると白色アトメーターに於ては (+) が 16, (-) が 18 で、綠色アトメーターでは (+) が 14, (-) が 18 であり、又 M_1 及 M_2 を比較して見ても染色圓筒濾紙の方が非染色濾紙より蒸發量が少い傾向が見られるが、之の兩者の蒸發量の差異は器差其他の條件を考慮する場合には先づ問題としないで良い程度である。

第 1 表

No.	観測時間	白色アトメーター										綠色アトメーター									
		E	(E-M)	E	(E-M)	E	(E-M)	E	(E-M)	M_1	E	(E-M)	E	(E-M)	E	(E-M)	M_2	M			
1	7	3.9	-0.1	3.8	-0.2	4.0	0	4.4	+0.4	4.03	3.8	-0.2	4.0	0	4.0	0	3.95	4.0			
2	17	7.5	+0.4	6.8	-0.3	7.2	+0.1	7.1	0	7.15	6.8	-0.3	7.0	-0.1	7.0	-0.1	7.7	+0.6			
3	7	3.4	+0.1	3.3	0	3.3	0	3.4	+0.1	3.35	3.2	-0.1	3.2	-0.1	3.4	+0.1	3.30	3.3			
4	17	7.0	-0.3	7.2	-0.2	6.8	-0.5	8.2	+0.9	7.30	7.2	-0.1	6.8	-0.5	8.2	+0.9	6.9	-0.4			
5	7	4.7	-0.1	4.6	-0.2	4.9	+0.1	4.9	+0.1	4.78	4.8	0	5.0	+0.2	4.6	-0.2	4.75	4.8			
6	17	8.3	-0.4	8.5	-0.2	9.4	+0.7	8.1	-0.6	8.58	8.7	0	9.3	+0.6	8.1	-0.6	8.8	+0.1			
7	27	13.6	-0.7	15.1	+0.8	14.7	+0.4	13.7	-0.6	14.28	15.1	+0.8	14.5	+0.2	13.8	-0.5	14.2	-0.1			
8	18	6.9	-0.2	7.6	+0.5	7.4	+0.3	6.8	-0.3	7.18	7.7	+0.6	7.2	+0.1	6.5	-0.6	7.0	-0.1			
9	18	9.5	+1.2	7.6	-0.7	7.5	-0.8	8.8	+0.5	8.35	8.4	+0.1	7.7	-0.6	8.1	-0.2	8.6	+0.3			
10	7	6.0	+0.1	5.9	0	5.7	-0.2	5.9	0	5.88	6.0	+0.1	5.9	0	5.7	-0.2	5.9	0			

E...蒸發量 (gr) M...平均蒸發量 (gr) M_1 ...白色アトメーターの平均蒸發量 (gr)
 M_2 ...綠色アトメーター平均蒸發量 (gr)

IV. 染色アトメーターの個體差に関する實驗

各染色圓筒濾紙が均等に染色されて居るか否かを知る爲に染色アトメーターの蒸發性能に関する個體差に就て調べる必要がある。綠色圓筒濾紙を用ひた 6 個のアトメーターに就て暗所に於ける場合と日光照射下に於ける場合とに於て各個體差の有無に就て調べて見た。實驗結果は第 2 表及第 3 表に示す通りで、染色アトメーターの蒸發性能の個體差は極めて小さく、器差の範囲内にあるから染色アトメーターの個體差は無いものと見て差支へない。

V. 圓筒濾紙の長さに関する實驗

濾紙アトメーターに用ふる圓筒濾紙は直徑が同じならなるべく長いものを用ひた方がそれ丈蒸發面が廣くなるから單位時間内の蒸發量が多くなり、従つて大氣の蒸發力の微妙な變化を知る爲に都合が良い。處が圓筒濾紙は下部のガラス受器から水が供給されて居るのであるから餘り長い圓筒濾紙を用ふると上部と下部とで濾紙の濕潤状態が不均一となる惧れがある。其處でなるべく長い圓筒濾紙を用ひたいのだが上の理由から圓筒濾紙の長さに一定の制限が起つて來る。アトメーターに用ふる圓筒濾紙の適當な長さを知る爲に著者は 7 cm, 9 cm 及 15 cm の各長さの圓筒濾紙を用ひたアトメーターの蒸發量を測定比較して見た。其の結果は第 4 表及次圖に示す如く大氣の蒸發力の大

第 2 表 各染色アトメーターの暗所に於ける蒸發量

Table with 10 columns: No., 観測時間, No. 1, No. 2, No. 3, No. 4, No. 5, No. 6, M, S.D., V. Each No. column contains E, D, and E-M values.

E...蒸發量 (gr) M...平均蒸發量 (gr) D = (E-M)/E * 100 S.D....標準偏差 V...變異係數 (%)

第 3 表 各染色アトメーターの日光照射下に於ける蒸發量

Table with 10 columns: No., 観測時間, No. 1, No. 2, No. 3, No. 4, No. 5, No. 6, M, D.S., V. Each No. column contains E, D, and E-M values.

E, M, D, S.D., V., 等は第 2 表の通り.

第 4 表 各種長さの圓筒濾紙を用いたアトメーターの蒸發量

Table with 5 columns: No., 7 cm, 9 cm, 7 cm, 15 cm. Shows evaporation values for different filter paper lengths.

小に拘らず 7 cm アトメーターの蒸發量 (E7) と 9 cm 及 15 cm アトメーターの蒸發量 (E9 及 E15) との比が大體一定して居る.

又 E9/E7, E15/E7 等が大氣の蒸發力の大小に拘らず一定であるから, 長さの異なる圓筒濾紙を用いたアトメーターで計つた蒸發量を相互に換算して比較研究する事が出来ると云ふ便宜がある.

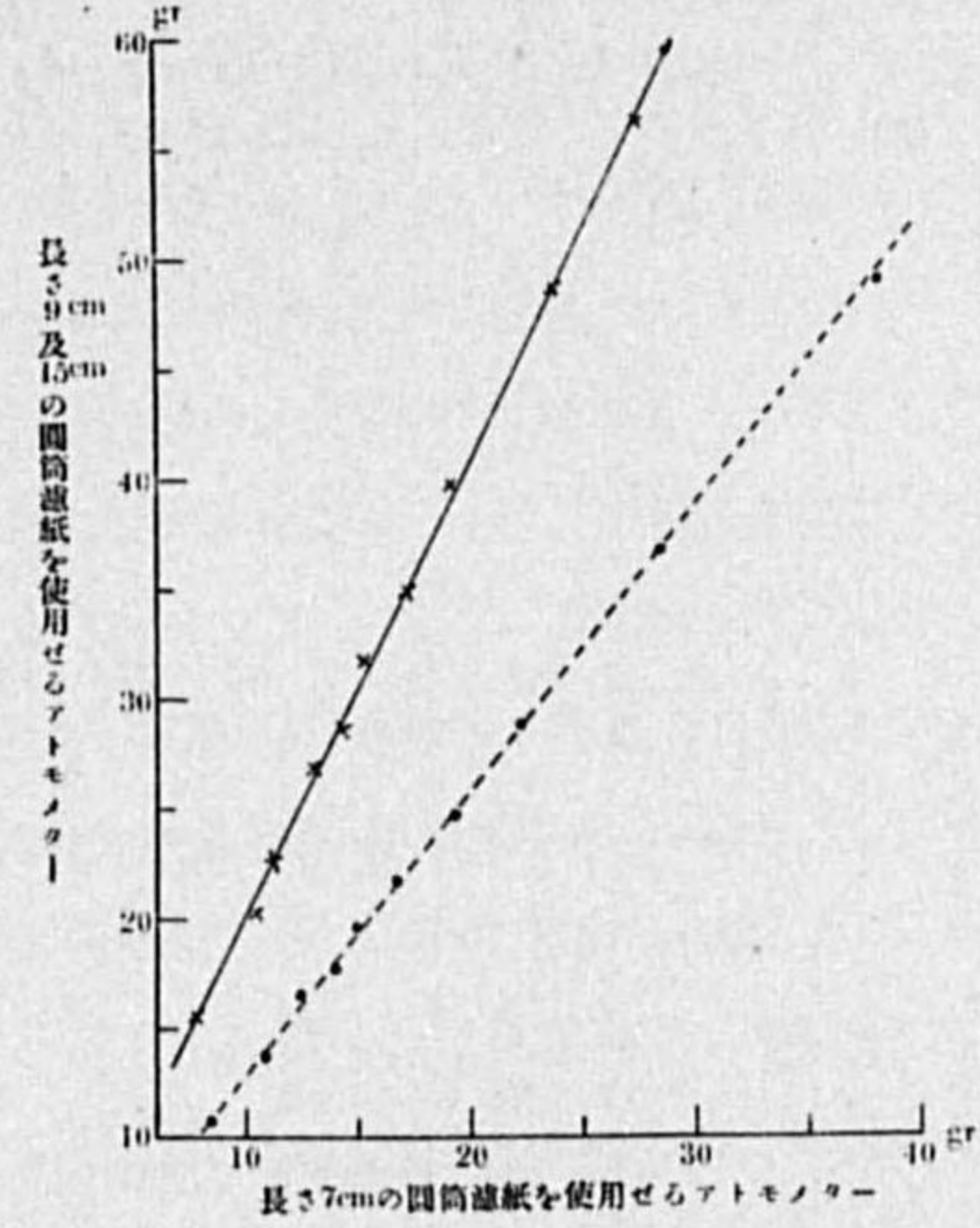
VI. 結 尾

従來有色アトメーターが生態學研究方面に於て要求せられてゐるが, Livingston's atmometer に於ては染色する事に依り蒸發性能が變化したり, 又使用に依り變色破損したりして, 完全無缺な有色アトメーターを作る事が出来ない.

著者は染色にインダンスレン染料を用ひ, 其の染色圓筒濾紙に依るアトメーターに就いて, 染色操作に依る蒸發性能の變化の有無及染色圓筒濾紙の均一性等に就て實驗を試みたが, 其の結果は極めて良好で, 染色操作を経る事に依る蒸發性能の變化及染色圓筒濾紙の個體差は極めて小さなものであつた.

参 考 文 献

- (1) 大後美保: 蒸發計と其の應用. 測候時報. 第 7 卷, 第 13 號 (1936).
(2) 大後美保: 生態學研究に利用される新案蒸發計に就て (第 1 報). 氣象集誌. 第 2 輯, 第 15 卷 (1937).



- (3) 大後美保: 新案濾紙アトメーターの紹介. 日本作物學會記事, 第9巻, 第3號 (1937).
 (4) Livingston, B. E.: Blackened spheres for atmometry. Science, 卅. S. 58; 182-183 (1923).
 (5) 白倉徳門: リビングストーン氏黒色アトメーターの作成. 農及園. 第11巻, 第12號 (1936).
 1938 於中央氣象臺

ロビッチ式日射計の常数の決定

北岡龍海, 松岡保正, 根本七郎

目次

- §1. 緒言
 §2. (a) 検定常数の意義 (b) 検定方法
 §3. 第一近似常数 (κ_1')
 §4. 第二近似常数 (κ')
 (a) 天空光と硝子の透過率に関する考察 (b) $\frac{E}{T}$ の推算と κ'
 §5. 常数の変化
 (a) 変化の様相
 (b) 原因に関する考察
 (i) ξ の変化, (ii) 雙金屬片の吸収率及反射率の変化, (iii) 冷却効果の変化,
 (iv) 慣性効果, (v) 硝子の屈折及反射の影響, (vi) 窓の影響
 §6. 曇天の場合の常数
 §7. 結果の論議と検討
 §8. 結語

§1. 緒言

ロビッチ式日射計が氣象學特に産業氣象學的見地より重要な全天日射量を観測するのに取扱が簡単で且つ値段が低廉なる事より, 最近20年間に世界各國に広く配布され観測されるやうになつた. 多くの観測所に於てはその器械に添付されて來た, Robitzsch 氏の検定による常数を, 何等吟味する事無く使用してゐたが, 先づ F. E. Volochine⁽¹⁾氏は日射計の据付方が重要であつて 90° 方向を變へると感度が非常に變ることを注意し, A. Ångström⁽²⁾氏は, 彼が Sveanor に遠征して観測して歸つて來て吟味した結果その常数が著しく變化してゐる事を發見して, この種日射計は運搬により常数の變化を來すべきを述べ, A. Puppo⁽³⁾はその常数が太陽高度と共に變化する事を認め, H. Lau-

(1) Prot. Int. Strahlungskomm. Frankfurt 1932 Anlage III, S. 29, 1933.
 (2) Geograf. Ann. 15, 147, 1933.
 (3) Boll. Com. Geodes. e Geofis. Cons. Naz. Ricerche, Ser. II, Ann. 5, 117, 1935.

scher⁽¹⁾は Robitzsch の與へた常数が過大なる事を指摘した. しかし未だ之等の結果も一般に広く信用されるには至らなかつた. W. Mörikofer⁽²⁾氏は四ヶ年間, 五ヶの Robitzsch 式日射計について検定した結果, 之等すべての器械の常数が, Robitzsch 氏の與へたものより平均約 40% も大き過ぎる事を示した. 彼はロビッチの常数は日常の観測の時と同じ条件の下に検定すべきであり, 他の種類の異なる器械で観測又は推算した値と一致すべきであるといふ見解の下に検定したのであるが, 短波及び長波に於ける硝子の吸収が無視出來ると推算し, Michelson 日射計と同時観測して定めた常数その儘が使用されるべきであるとした. 又この論文作成中入手した H. Stapf⁽³⁾氏の論文に依れば, 彼は Moll-Gorezynski 式全天日射計と比較検定した結果, Michelson 式直達日射計との比較による従來の検定方法より定めた常数が最小約 5% の過大なる積算日射量と與へるとして天空光の影響の大きい事を指摘してゐる. 翻つて吾が國に於ては昭和5年 (1930) Fuess 會社より, Robitzsch の最初の型の日射計 (白, 黒の二枚の雙金屬片より成る) を購入して間もなく, 關口鯉吉博士及谷本誠理學士により試験した結果, やはりその常数の過大なるべき事が認められ, Robitzsch 氏に照會されたが, 兩氏はその材料の不足と日射計の性質の不明との爲にその成績を發表するに至らず更により詳しい研究を遂行して常数の改正を行ふべき事が考へられてゐた. 最近ロビッチ式日射計が次第に各地測候所及農事試験場等に配布されるに及び益々この必要が痛感されるに至つた. 上記 Mörikofer 氏の論文に刺激され, 臺長岡田博士の御督勵により, 前記兩氏の志を繼ぎ, 昭和12年3月より昭和13年3月に至る約1ヶ年間 Ångström 式日射計又は銀盤日射計と同時観測を行つて検定した結果, 大體従來の諸氏の結果と同じであるが, Mörikofer 氏と異り硝子の吸収は太陽輻射には無視出來ても天空光には無視出來なく, 又 Stapf 氏と同様, 塗料の反射率及吸収率の波長による變化 (殊に長波に於ける反射率の減少) の影響が重要であつて天空光により常数が可成變化すべき事を認めた. 尙我々はこの検定常数が何を表すべきかが未だ不明なるにより之に關し些か検討をも試みた.

尙検定せる Fuess No. 13123 は上述の通り最初の型のもので黒及白塗の雙金屬片 (1×20×85) 二枚より成り, 長谷川製 No. 2436 は黒塗の板 (0.5×15×85) 二枚を中心に同大の白板を兩側に一枚宛並列せしめた新しい型のものである. 各器共雙金屬片の長邊を子午線に入れ, 日射計の硝子窓を東向きに設置した. 後, 試験の爲 180° 向きを變へて行ふ事もした.

§2. 検定常数の意義と検定方法

a) 検定常数の意義

ロビッチ日射計の實際の讀取値 (單徑 em) を R とし, 太陽輻射の直接の影響に依るものを R_2

(1) Biokl. Beibl. d. Met. Zeit. 2, 98, 1935.
 (2) Met. Zeit. 53, 54, 1936, 1937. (3) Met. Zeit. 55, 1938.

天空光に依るものを R_1 とす。又水平面にある単位面積に毎分入射する太陽及天空光の輻射を g_{real} で表はしたものを夫々 S 及 H とし日射計の硝子の透過率を f (波長別に考へる場合は λ の傍付を付ける事にする) とすれば、硝子を透過した太陽及天空の輻射、夫々 H_1', S_1' は

$$H_1' = \int f_{\lambda} H_{\lambda} d\lambda, \quad S_1' = \int f_{\lambda} S_{\lambda} d\lambda, \quad H_{1,\lambda} = f_{\lambda} H_{\lambda}, \quad S_{1,\lambda} = f_{\lambda} S_{\lambda} \quad (1)$$

となる。次に黒塗の金属片の吸収係数 (% で表はしたものを) を α_{λ} 白塗の金属片の反射率 (%) を r_{λ} とし H_1 及 S_1 を次式により表はされるものとす。

$$H_1 + S_1 = \int \{\alpha_{\lambda} - (1 - r_{\lambda})\} (H_{1,\lambda} + S_{1,\lambda}) d\lambda \quad \dots \dots \dots (2)$$

$$= \int \{\alpha_{\lambda} - (1 - r_{\lambda})\} f_{\lambda} (H_{\lambda} + S_{\lambda}) d\lambda$$

次に黒及白塗の二枚の雙金属片より成る、日射計に於て、兩金属片の温度差 ΔT について考へて見る。今

- T_1 : 黒塗の金属の温度 $\dots \dots \dots [\theta]$
- T_2 : 白塗の " " $\dots \dots \dots [\theta]$
- T : 硝子の温度 $\dots \dots \dots [\theta]$
- $\Delta T = T_1 - T_2 \dots \dots \dots [\theta]$
- c : 雙金属片の比熱 $\dots \dots \dots \frac{[\text{gr cal}]}{[M][\theta]}$
- m : 一枚の雙金属片の質量 $\dots \dots \dots [M]$
- $\lambda, \lambda_1', \lambda_2'$: 金属的熱傳導による係数 $\dots \dots \dots \frac{[\text{gr cal}]}{[T][\theta]}$
- A : 硝子球内の空氣の對流に関する係数 $\dots \dots \dots "$
- γ : 熱輻射により失はれる熱量に関する係数 $\dots \dots \dots \frac{[\text{gr cal}]}{[T][\theta]}$

とすれば黒塗のものにつき

$$mc \frac{dT_1}{dt} = (H_1' + S_1')\alpha - \lambda_1'(T_1 - T_2) - A(T_1 - T) - \lambda_1''(T_1 - T) - \gamma(T_1 - T)T^{n_3} \quad \dots \dots \dots (3)$$

と近似的におく事が出来る。又白塗のものについて同様に

$$mc \frac{dT_2}{dt} = (H_1' + S_1')(1 - r) - \lambda_2'(T_2 - T_1) - A(T_2 - T) - \lambda_2''(T_2 - T) - \gamma(T_2 - T)T^{n_3} \quad \dots \dots (4)$$

λ_1'', λ_2'' は白及黒板が器械の他の部分と接觸してゐる爲に失はれる熱量に關係するものであつて白及黒につき可成異なるものであるが近似的に之を等しいとおき又 T' 及 T'' も異なるがこの差は小さい。そこで (3) 及 (4) から

$$mc \frac{d\Delta T}{dt} = (H_1' + S_1')\{\alpha - (1 - r)\} - (2\lambda' + A + \lambda'' + \gamma T^{n_3})\Delta T$$

今

$$2\lambda' + A + \lambda'' + \gamma T^{n_3} = b$$

とおき (2) を入れて、

$$mc \frac{d\Delta T}{dt} = H_1 + S_1 - b\Delta T \quad \dots \dots \dots (5)$$

となる。

二つの雙金属片の温度差 ΔT と自記ペンの振れ即ち讀取值 R とは直線的に比例すると考へて之を

$$\Delta T = kR \quad \dots \dots \dots (6)$$

とおく。

(5) に於て全輻射量 $H + S$ は太陽高度により變化し太陽の天頂距離を z とすれば

$$H + S = J \cos z$$

とおく事が出来る。そこで日の出を基にして測つた時間を t とすれば、 $H + S$ は $\sin nt$ に比例するとおく事が出来る。従つて太陽高度による α 及 r の變化を考へなければ

$$H_1 + S_1 = i \sin nt \quad \dots \dots \dots (7)$$

とおく事が出来る。但し D を日照時數とすれば $n = \frac{\pi}{D}$ である。

(7) を (5) に代入し b を常數として (5) の解を求めると

$$\Delta T = \left\{ \frac{mnc}{m^2n^2c^2 + b^2} \left(1 - \cos nt e^{\frac{b}{mc}t} \right) e^{-\frac{b}{mc}t} + \frac{b}{m^2n^2c^2 + b^2} \sin nt \right\} i \quad \dots \dots \dots (8)$$

(6) 及 (8) より i を求めて (7) に代入すれば

$$H_1 + S_1 = \frac{kR \sin nt}{\frac{mnc}{m^2n^2c^2 + b^2} \left(1 - \cos nt e^{\frac{b}{mc}t} \right) e^{-\frac{b}{mc}t} + \frac{b}{m^2n^2c^2 + b^2} \sin nt}$$

今

$$H_1 + S_1 = \kappa R = \kappa(R_1 + R_2) \quad \dots \dots \dots (9)$$

とおけば

$$\kappa = \frac{k \sin nt}{\frac{mnc}{m^2n^2c^2 + b^2} e^{-\frac{b}{mc}t} - \frac{mnc}{m^2n^2c^2 + b^2} \cos nt + \frac{b}{m^2n^2c^2 + b^2} \sin nt} \quad \dots \dots \dots (10)$$

となる。 κ は器械の冷却効果の如何により太陽の時角による變化の仕方を異にする如き係數である。

(10) に於て $b = 0$ とすれば

$$\kappa = \frac{mnc k \sin nt}{1 - \cos nt} \quad \dots \dots \dots (11)$$

となる。之は冷却が全然ない場合の變化である。

今 (i) $b = 0$, (ii) $b = \frac{1}{3}mnc$, (iii) $b = mnc$, (iv) $b = 3mnc$, (v) $b = 10mnc$, (vi) $b = 100mnc$

として (10) につき計算して κ の時間的變化の有様を見ると次の如し。之で見れば冷却効果 b が大きい程 (尤も温度に關らず一定として) 常數は一定に近くなる。實際に於て眞鍮につきその熱傳導度を $0.2, c=0.09, m=5.4 \text{ gram}, u=\frac{\pi}{12 \times 60 \times 60}=0.0000727$, とすれば, $2\lambda'=0.00354$ となり b は之より大きいものと見られる。又 $mnc=0.0000356$ となり, 若し白及黒塗の金屬間の熱傳導が障害物の無い場合は $b>100mnc$ となり, 第 1 圖によ

り κ は略一定と見てよい。

尙を太陽に直角に向けた 1 cm^2 に入射する輻射量 (gr cal/min) を I とすれば,

$$S = I \cos z \dots\dots\dots(12)$$

今假りに $\kappa_1', \kappa_2', \kappa'$ を夫々次の諸式で定義される常數とす。

$$H = \kappa_1' R_1 \dots\dots\dots(13)$$

$$S = \kappa_2' R_2 \dots\dots\dots(14)$$

$$H + S = \kappa'(R_1 + R_2) = \kappa'R \dots\dots\dots(15)$$

$$R = R_1 + R_2 \dots\dots\dots(16)$$

又 (2) により

$$H_1 = \int \{\alpha_\lambda - (1 - \tau_\lambda)\} f_\lambda H_\lambda d\lambda, \quad S_1 = \int \{\alpha_\lambda - (1 - \tau_\lambda)\} f_\lambda S_\lambda d\lambda.$$

今

$$H = \int H_\lambda d\lambda, \quad S = \int S_\lambda d\lambda.$$

$$\frac{S_1}{S} = \xi(m), \quad \frac{H_1}{H} = \eta(m) \dots\dots\dots(17)$$

とすれば ξ, η は $m = \sec z$ に依關する。

(9), (13), (14), (15), (16), (17) より

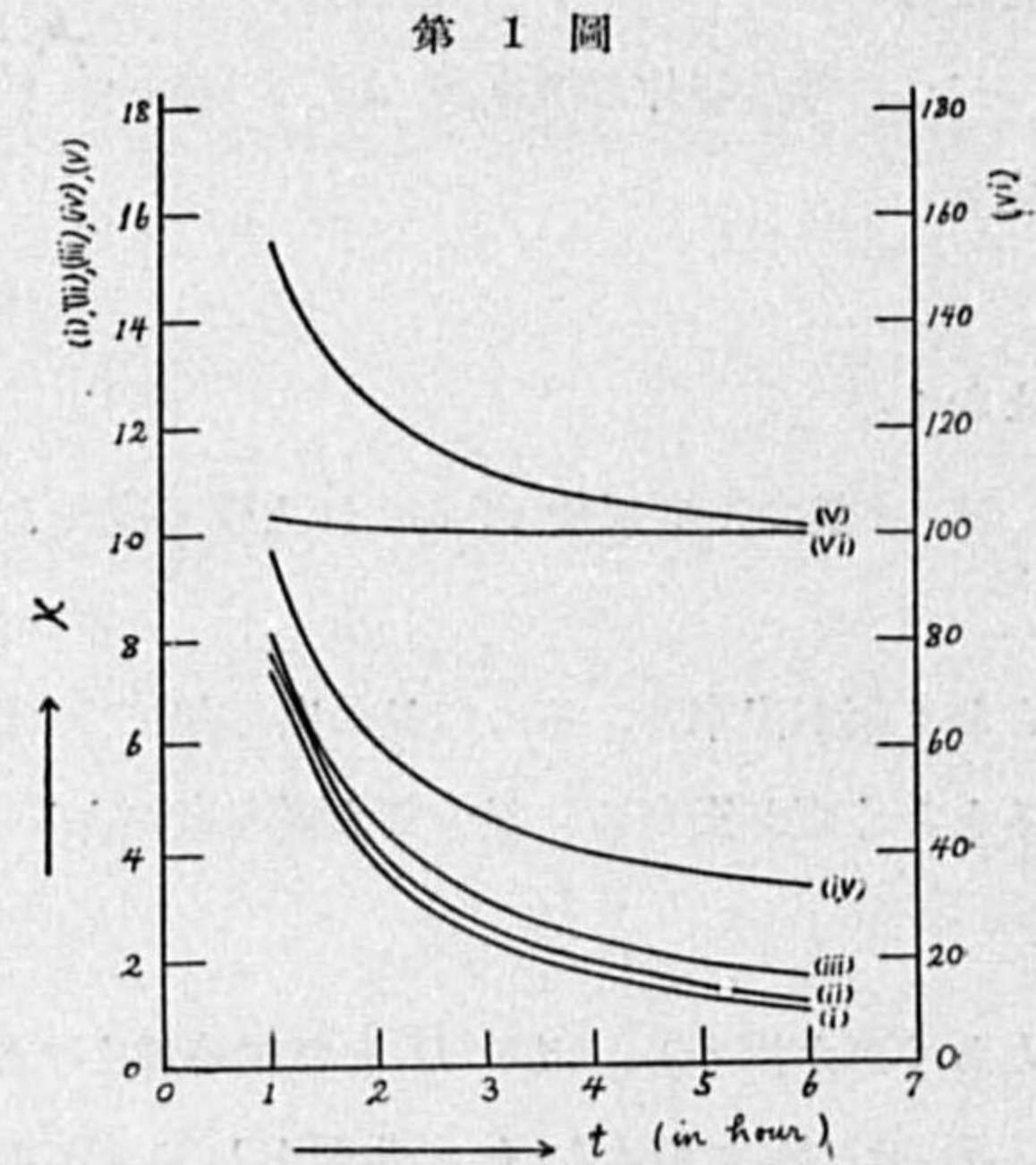
$$\begin{aligned} H + S &= \kappa_1' R_1 + \kappa_2' R_2 = \frac{H_1}{\eta} + \kappa_2' R_2 = \frac{\kappa R_1}{\eta} + \kappa_2' R_2 \\ &= \kappa_2' \left(\frac{\xi}{\eta} R_1 + R_2 \right) = \kappa'(R_1 + R_2) = \kappa'R \dots\dots\dots(18) \end{aligned}$$

$$\left[\because \kappa R_2 = S_1 = \xi S = \xi \kappa_2' R_2, \quad \kappa = \frac{\xi S}{R_2} = \frac{\xi \kappa_2' R_2}{R_2} = \xi \kappa_2' \right]$$

$$H = \frac{\xi}{\eta} \kappa_2' R_1 \dots\dots\dots(19)$$

$$\kappa' = \frac{\xi}{\eta} \frac{R_1 + R_2}{R} \kappa_2' \dots\dots\dots(20)$$

(18) より



第 1 圖

假りに κ_2' を第一近似常數, κ' を第二近似常數と呼ぶ事にする。

b) 常數の決定方法

第 2 圖の如く下面を黒塗せる徑 12 cm の薄きブリキ板を, 高さ 62 cm, (後に 72 cm に改む) の所に, 黒塗せる細き木柱にて支へ, ブリキ板の

第 2 圖

陰影が常に日射計の雙金屬片を被ふ如く調整し太陽輻射 S を除き, その前後の曲線の形及び他の同時に曝照せるロビッチ日射計の曲線の形より該時刻に於ける全天日射量 $H+S$ を推算し兩者の差を取る事により S に相當する讀取值 R_2 を得。之とこの時同時に行へる Ångström 日射計又は銀盤日射計による直達日射量 I の觀測結果と比較する事により第一近似常數 κ_2' を求める事が出來た。即 (2) 及 (4) より

$$I \cos z = \kappa_2' R_2 \dots\dots\dots(21)$$

觀測は概ね晴天の日一日三回以上各十分間行ひ (21) による計算はこの間の平均値を以てした。

§ 3. 第一近似常數

(21) による測定の結果は次表の如し (第 1 表)

器 械	測定回数	κ_2' の平均値	從來の常數	兩者の比
Fuess No. 13123	123	0.572	0.714	0.801
長谷川 No. 2436	53	0.405	0.593	0.683

但し No. 2436 は昭和 12 年 12 月より始めたもので, 測定回数は No. 13123 より遙かに少い向上表には太陽高度の非常に低い場合 ($\cos z < 2$) に於ける觀測は省略してある。之は低い場合の測定が觀測上種々の誤差を伴ひ易いことの外に, 後に解る通り高度の低い時の觀測より得た常數は日常の觀測には適用されなく, 又平均の常數として使用する際 (例へば 1 日の積算量等) 太陽高度の餘り低い時の相異による誤差は實際の目的には大きな効果を及ぼさないと考へられるからである。

又上の常數は銀盤日射計の常數と同じ scale (Smithsonian scale) で表はした。使用した銀盤日射計 (中央氣象臺製作 No. 754) は Ångström 日射計 (No. 234) と數回に互り同時觀測を行ひ比較した結果その比は平均 0.969 となり Ångström 日射計に比し約 3% 大きく, 之は Smithsonian scale と Ångström scale との差を大略與へるものと考へられ, 従つて使用した銀盤日射計の常數は大體

Smithsonian scale の正しいものを與へてゐると考へてよい事が解つた。

上の結果を見ると従來の常数が約 20% 丈大き過ぎたやうに見える。尙上表第四列の No. 2436 の値は眞の従來の常数ではなくて No. 2436 の測定期間中従來の方法により No. 13123 と比較して定めた常数を示す。No. 2436 と No. 13123 との二つの常数の比は一致すべき筈のやうに思はれるが、後述する所により先づ第一に κ_2' は長波及短波端に於ける補正が入つてない事、第二に常数が太陽高度により變化する爲、觀測期間の相異により常数の差異の存する事の爲、一致しないのが寧ろ當然である。

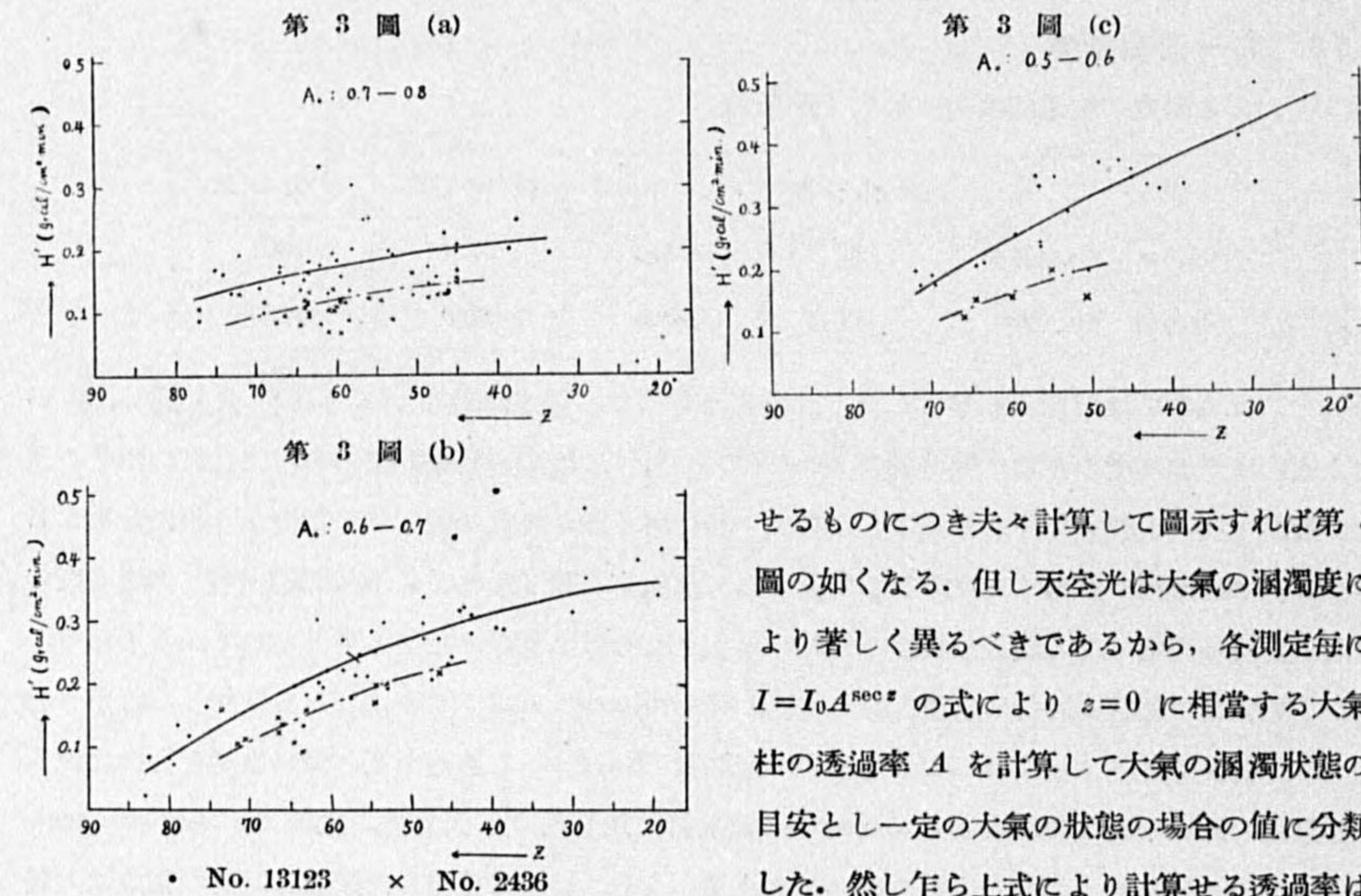
No. 13123 の測定結果の中 No. 2436 の測定期間 1937 XII—1938 III の間の値を取つて平均すると係数は 0.541 となり 0.714 との比は 0.758 となり No. 2436 の値と近くなる。

尙曾て關口、谷本兩氏により購入後間もなく測定された結果も上と略同様の結果を與へられたと聞く。従つてロビッチ日射計の常数の経年變化は外國よりの運搬途上の變化又は始めの数ヶ月に於ける變化の外は大きな變化はないやうに思はれる。之に依り Mörikofer 氏の與へた結果と比較して見て案外小さい事が分る。(Mörikofer 氏は 40—50% なる結果を與へてゐる)。

§ 4. 第二近似檢定常數

a) 天空光と硝子の透過率とに関する考察

假りに $\kappa_2'R_1$ を以て天空光を與へるものとし、太陽高度の函數として、二つの器械により測定



せるものにつき夫々計算して圖示すれば第 3 圖の如くなる。但し天空光は大氣の潤濁度により著しく異なるべきであるから、各測定毎に $I = I_0 A^{sec z}$ の式により $z=0$ に相當する大氣柱の透過率 A を計算して大氣の潤濁状態の目安とし一定の大氣の状態の場合の値に分類した。然し乍ら上式により計算せる透過率は

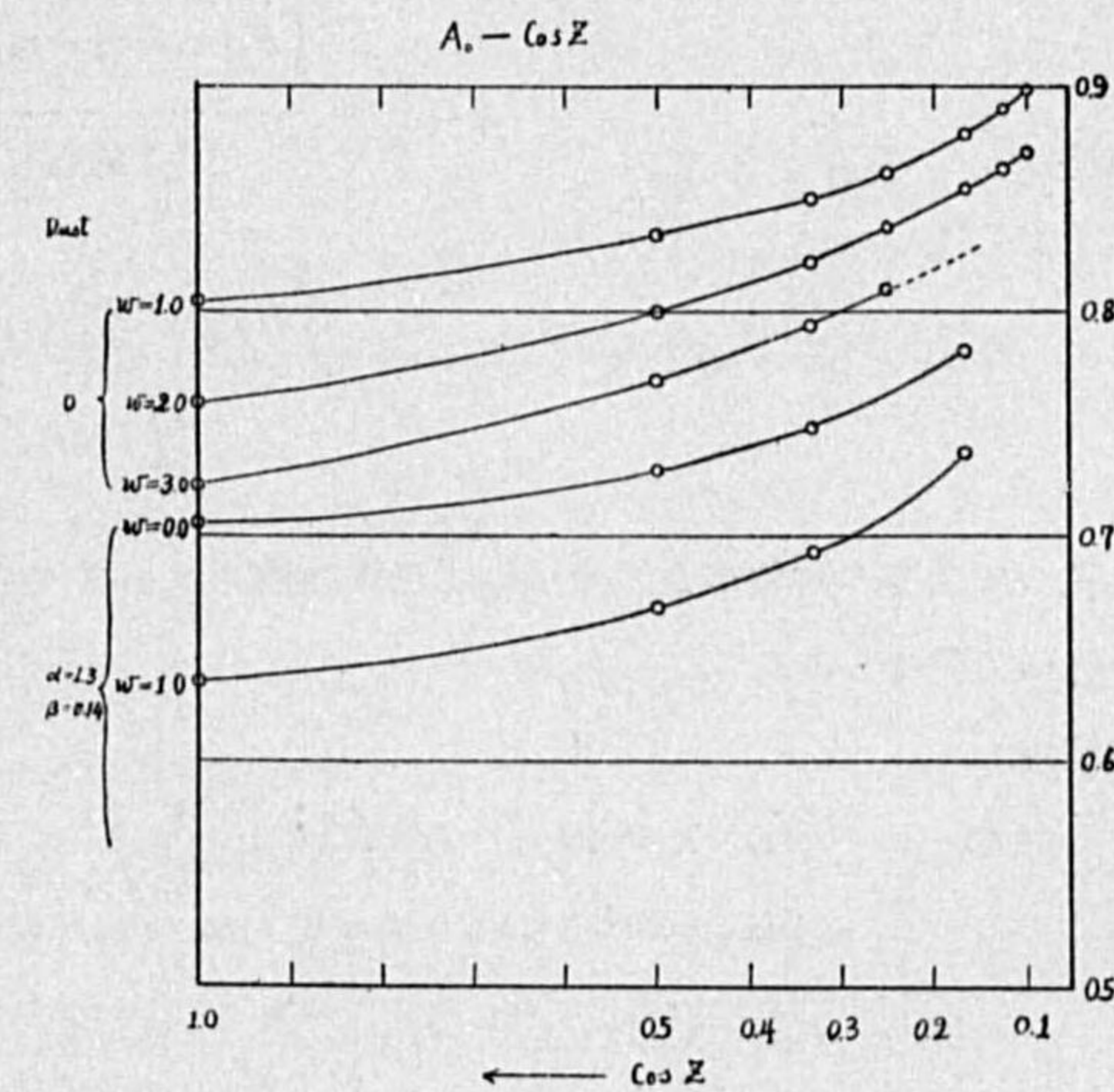
太陽の高度が異なるに従つて太陽輻射の分光強度曲線が異なる(擴散の影響は短波に多く作用するから)。この爲に、一定の大氣の潤濁度を示さない。即ち詳言すれば高度の低い時の觀測より求めた透過率は同じ大氣の條件を假定しても高度の高い時の觀測による計算値より遙かに大きい値を示す。そこで我々は一定の大氣の状態を假定して A が $sec z = m$ により如何に變化すべきかを先づ計算して第 4 圖にその大體の傾向を圖示して見た。この計算に於ては大氣外の太陽輻射の強さ、 $I_{0\lambda}$ は Abbot の發表した値を採用し⁽¹⁾、純粹空氣分子、及び水蒸氣分子の擴散係數は Fowle の觀測に適當の補正を行ひ⁽²⁾水蒸氣の吸收係數はやはり Fowle の觀測値を採用した⁽³⁾。又塵埃の影響は Ångström に従ひ $e^{-\frac{\beta}{\lambda^\alpha}}$ とし $\alpha=1.3$, $\beta=0.14$ 及び $\alpha=2.0$, $\beta=0.10$ との二つの例を取つて計算した。斯くして第 3 圖に示した A_0 の値は第 4 圖より推測して $z=0$ に引き

直した一種の補正透過率を與へ、大氣の潤濁度を與へる略々正常なる目安と考へられるものである。

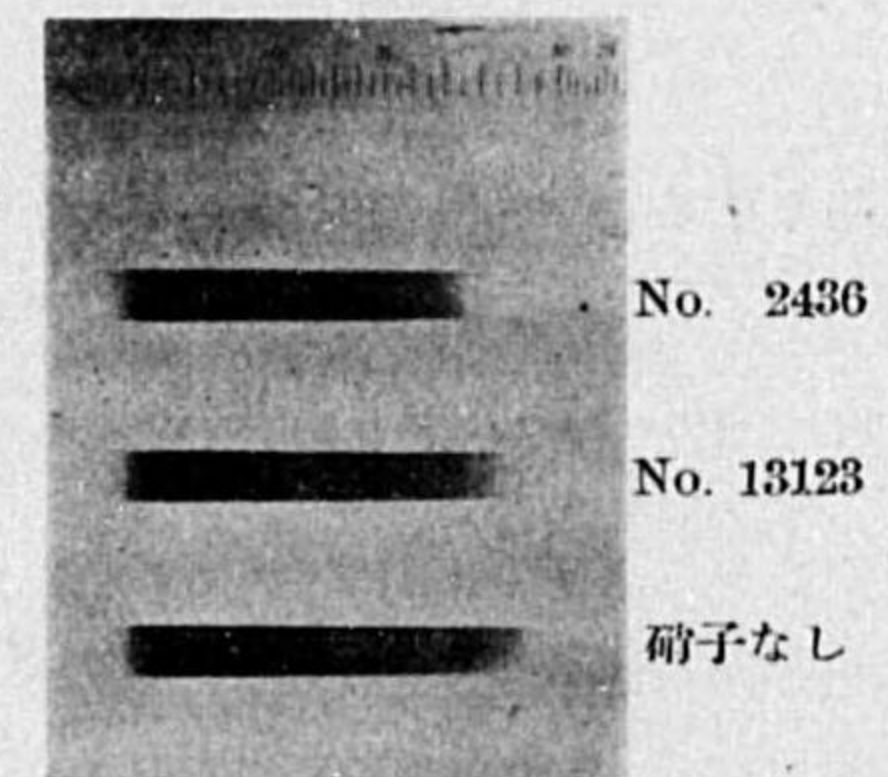
第 3 圖に於て解るやうに A_0 のいづれの場合でも No. 13123 により求めた天空光は No. 2436 より求めたものに比し大なる値を示してゐる。之は主として兩者の硝子蓋の相違(主にその厚さの相違)により短波の部分の吸收率の差異及び長波端における白塗料の反射率の兩者における相違に基くものと考えられる。因に No. 13123 の硝子の厚さは約 1 mm, No. 2436 は約 3 mm であり又夫々の短波に於ける透過限界は第 5 圖に示した通り No. 13123 に於て遙かに短い。⁽⁴⁾

- (1) 氣象集誌. 第 2 輯, 第 13 卷, 第 2 號, 關口.
- (2) Astr. Phys. Journ. 1913.
- (3) Astr. Phys. Journ. 1914.
- (4) 水晶分光計により硝子を被つた時と被はない時と、同じ露出時間にて太陽スペクトルを撮影したものである。天氣の悪い時撮つたものであるから天氣の良い時は下の硝子なしのスペクトルは更に短波のものが現はれる管である。

第 4 圖



第 5 圖



b) $\frac{\xi}{\eta}$ の推算と常数 κ'

(17) 式より解る通り $\frac{\xi}{\eta}$ は硝子の透過率 f_λ と塗料の吸収及び反射率, 並びに太陽及び天空光の分光強度分布に依り, 通過空気長 ($m = \sec z$) により變化する. 即ち

$$\xi = \frac{S_1}{S} = \frac{\int S_\lambda [\alpha_\lambda - (1-r_\lambda)] f_\lambda d\lambda}{\int S_\lambda d\lambda}$$

$$\eta = \frac{H_1}{H} = \frac{\int H_\lambda [\alpha_\lambda - (1-r_\lambda)] f_\lambda d\lambda}{\int H_\lambda d\lambda}$$

従つて之等の諸量がよく分らねば正確な推算は不可能である. 今次の如き假定により $\frac{\xi}{\eta}$ の推算を行つて見やう.

假定

- (i) $\lambda < 0.29 \mu, I_\lambda = H_\lambda = 0.$
- (ii) $0.29 < \lambda < \lambda_0, f_\lambda = 0, \alpha_\lambda = \alpha, r_\lambda = r.$
- (iii) $\lambda_0 < \lambda < \lambda_1, f_\lambda = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_1 - \lambda_0}, \alpha_\lambda = \alpha, r_\lambda = r.$
- (iv) $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2, f_\lambda = f, \alpha_\lambda = \alpha, r_\lambda = r.$
- (v) $\lambda_2 < \lambda < \lambda_3, H_\lambda \neq 0, f_\lambda = f, \alpha_\lambda = \alpha, r_\lambda = r - (r - r_3) \frac{\lambda - \lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_2}.$

そうすると

$$\varepsilon'(m) = \frac{\int_{\lambda_0}^{\lambda_1} S_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda d\lambda}, \quad \varepsilon_1(m) = \frac{\int_{\lambda_0}^{\lambda_1} S_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda d\lambda}, \quad \varepsilon_2(m) = \frac{\int_{\lambda_2}^{\lambda_3} S_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda d\lambda}$$

$$\gamma'(m) = \frac{\int_{\lambda_0}^{\lambda_1} H_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} H_\lambda d\lambda}, \quad \gamma_1(m) = \frac{\int_{\lambda_0}^{\lambda_1} H_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} H_\lambda d\lambda}$$

とにおいて,

$$\xi \doteq f(\alpha + r - 1) \frac{1 + \frac{1}{2} \varepsilon' - \frac{1}{2} \frac{r - r_3}{\alpha + r - 1} \varepsilon_2}{1 + \varepsilon_1 + \varepsilon'} \dots \dots \dots (22)$$

$$\eta \doteq f(\alpha + r - 1) \frac{1 + \frac{1}{2} \gamma_1}{1 + \gamma_1 + \gamma'} \dots \dots \dots (23)$$

となる. 但し近似算として

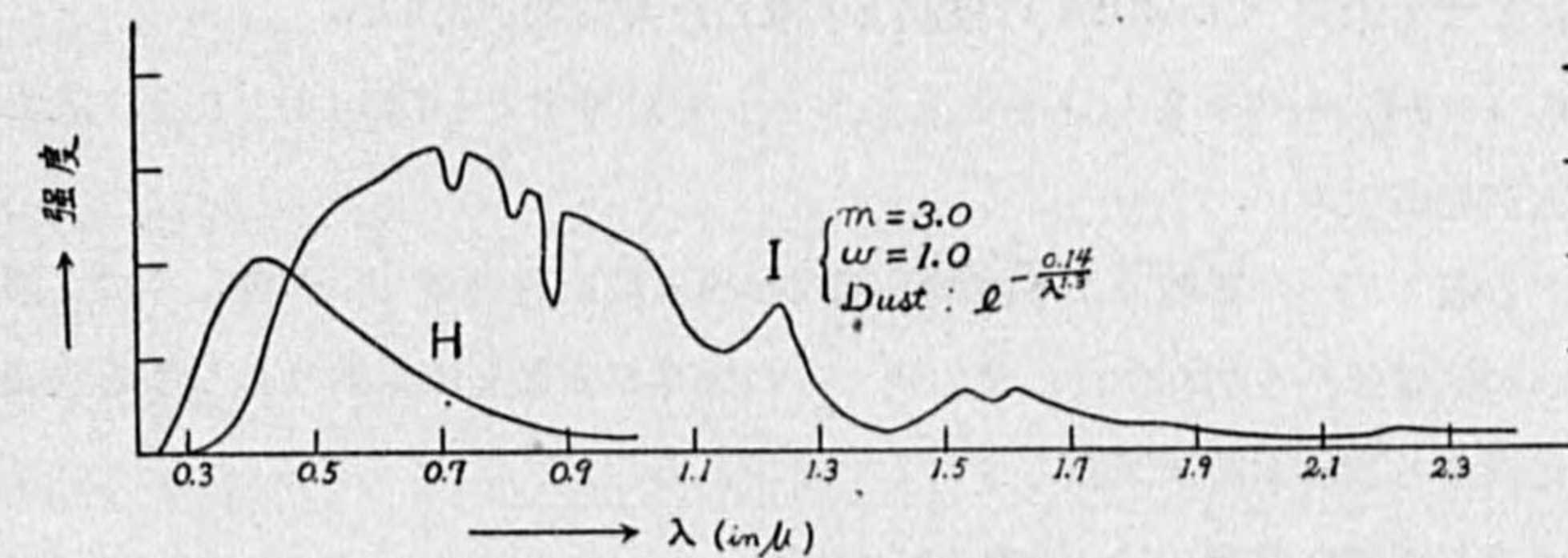
$$\int_{\lambda_0}^{\lambda_1} \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_1 - \lambda_0} S_\lambda d\lambda = \frac{\lambda' - \lambda_0}{\lambda_1 - \lambda_0} \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} S_\lambda d\lambda, \quad \lambda_0 < \lambda' < \lambda_1$$

$$\doteq \frac{1}{2} \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} S_\lambda d\lambda.$$

等を行つた.

先づ硝子の短波端に於ける吸収のみを考へて α, r の變化を考へないと ε_2 による補正は考へる必要がない. 硝子の吸収率を Smithsonian Physical table 及び上田, 太田共著“硝子”の中から推算し, 天空光の光度分布を Albrecht の観測 (Met. Zeit. 1935, Dec) (第 6 圖) から與へると Fuess No. 13123 及び長谷川 No. 2436 に付き夫々

第 6 圖 太陽及天空光の分光強度曲線



	No. 1312	No. 2436
λ_0	0.288 μ	0.312 μ
λ_1	0.344 μ	0.360 μ

として

$$\frac{\eta}{\xi} = 0.959 (\text{No. 13123}), \quad \frac{\eta}{\xi} = 0.926 (\text{No. 2436})$$

となる.

次に白塗料の反射率の影響も合せて考へて見る. Linke⁽¹⁾により No. 2436 に於ては $\alpha = 0.95, r = 0.90$ とし $\lambda_2 = 1.5 \mu, \lambda_3 = 2.5 \mu, r_3 = 0.80$ とおくと

$$\frac{\eta}{\xi} = 0.934$$

となる. No. 13123 は可成塗料も古くなつてゐるから長波における反射が更に悪くなるものと考へ $r = 0.85, r_3 = 0.50$ とおいて見ると

$$\frac{\eta}{\xi} = 0.984$$

(1) Meteorologische Taschenbuch II.

となる。但し $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon', \gamma_1, \gamma'$ 等すべて m に依りて變化するが大體の平均値を採用した。

第3圖に示した二つの器械による天空光の $D: I_0$ の中 z の共通の範囲内にあるものにつき平均して且つ兩者の平均値が同一の z になる如き補正 (曲線の形より推算する) を行つて兩者の比を取つて見ると次の如くなる。

A_0	0.7-0.8	0.6-0.7	0.5-0.6	平均
No. 13123/No. 2436	1.45	1.29	1.49	1.41

上述の推算値より補正してこれに相當する比を作つて見ると

硝子の吸収のみの場合	1.36
後の場合	1.34

となりいづれにしても未だ No. 13123 の観測より求めた天空光が大きい。

もつと極端に $r=0.7, \alpha=0.8$ とし $r_3=0$ とし $\frac{\eta}{\xi}$ を計算すると約 1.03 となる。之でもやはり No. 13123 の天空光が大きい。

尤も後に述べる通り二つの器械による観測の期間が異なる爲に透過率 A_0 が等しくても兩者の観測値が一致しないのが當然かも知れない。兎も角 $\frac{\xi}{\eta}$ の推算が常數を決定的ならしめる主要なるものである以上之に對する調査が將來問題とされるべきである。

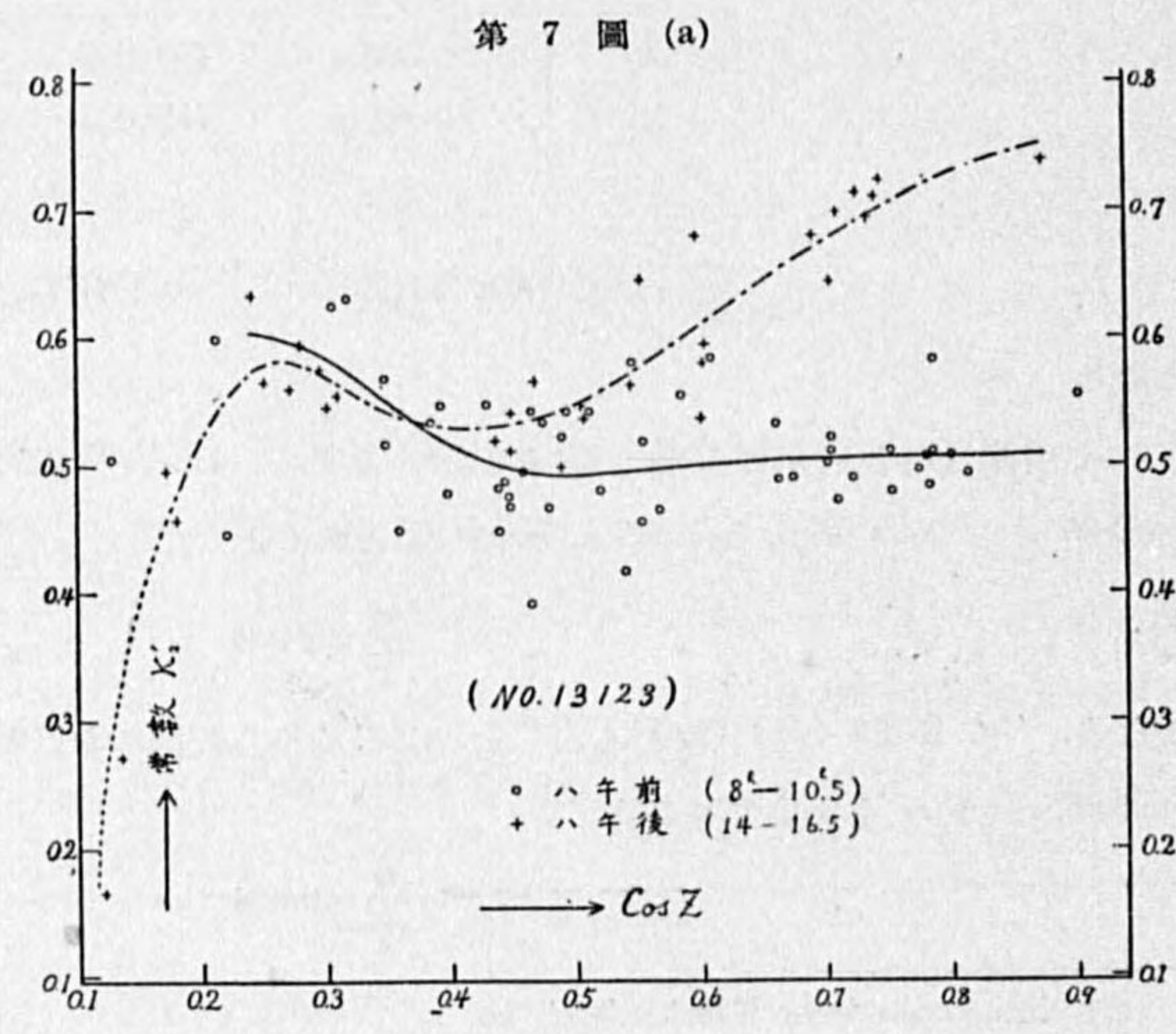
然る後始めてより正當な常數 κ' が決定される

§5. 常數の變化

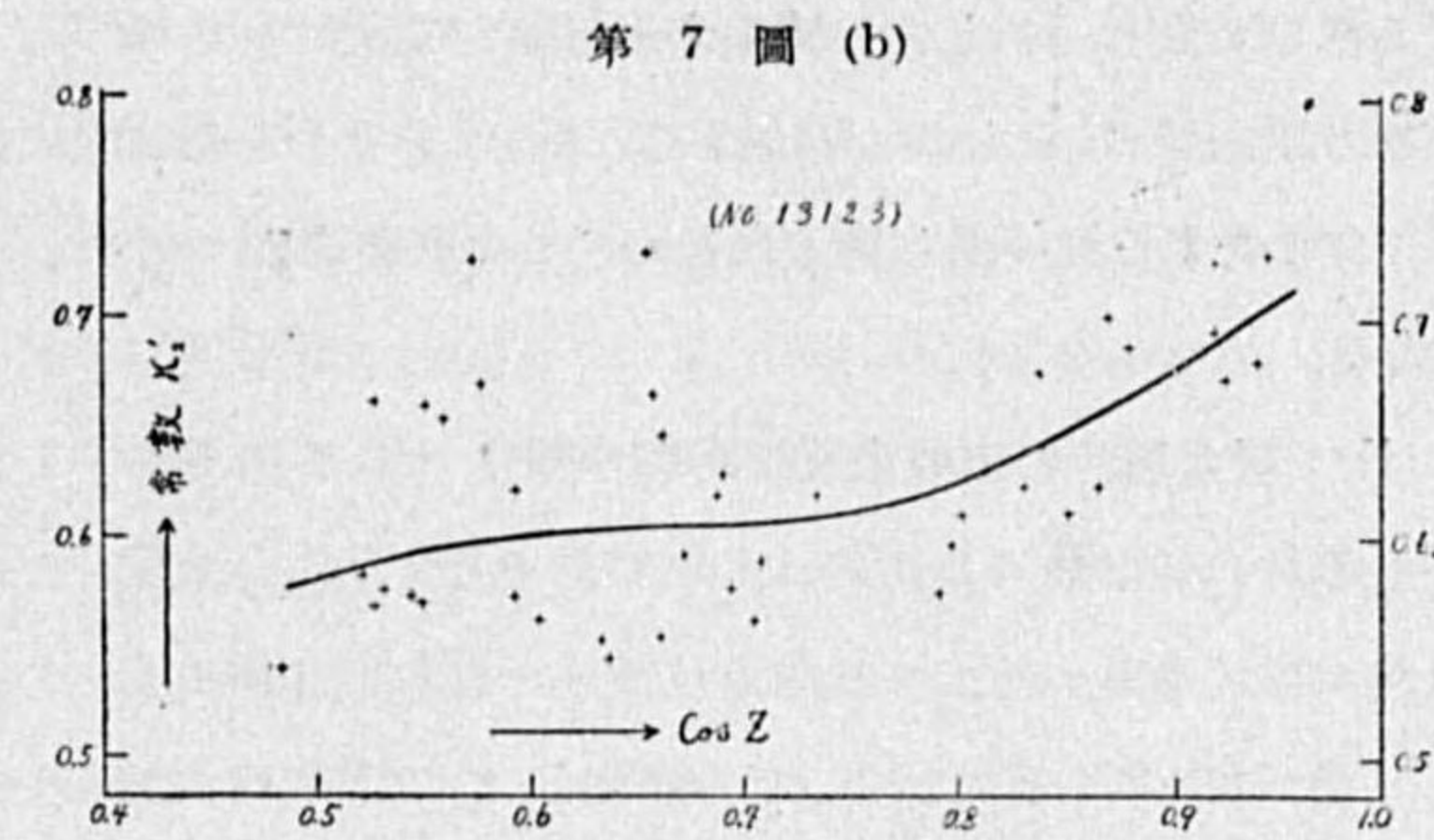
a) 變化の様相

§1でも述べておいたやうに Mörikofer 其の他の諸氏によつて常數は太陽高度と共に増大する事が認められてゐる。我々も常數 κ_2' につき太陽高度によつて之が如何に變化すべきかを調べて見た。從來の結果と多少異なるものが見受けられる。便宜の爲に $\cos z$ を横座標に κ_2' を縦座標にとつて圖示したのが第7圖 (a), (b), (c) である。

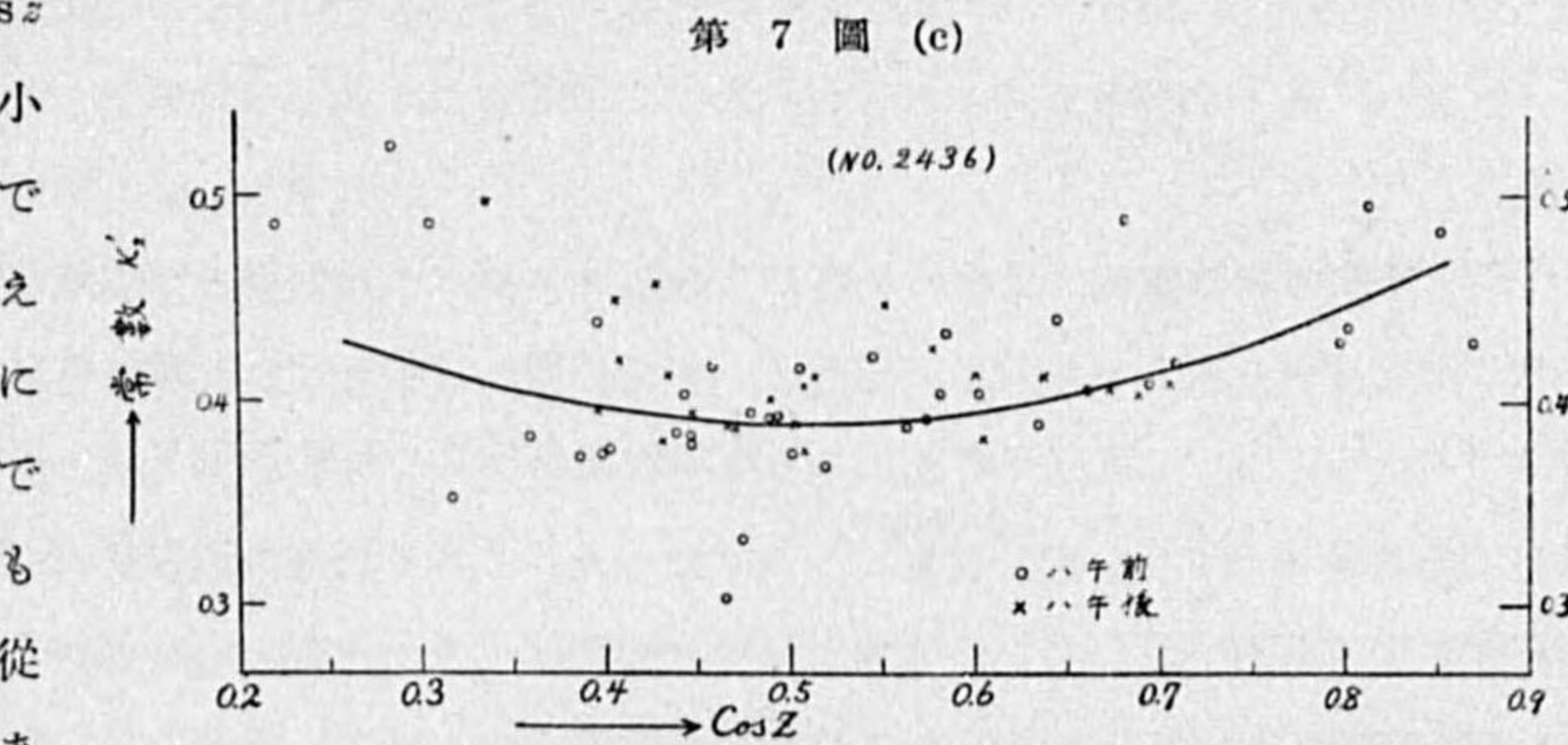
(c) で見ると通り長谷川製 No.



2436 は午前及午後の差別なく常數の變化も割合小さい。観測期間が短いが、 $\cos z$ の變化の範囲も小さく観測回数も少い爲確言する事は出来ないが、 $\cos z$ が大きくなるに従つて常數は大きくなる傾向が看取される。又 $\cos z$ の小さい所では観測の誤差が大きく観測値が分散して明瞭なる傾向は認められないが $\cos z$



= 0.44 の近邊で一應最小となり、更に小さい所で再び増大するやうに見える。この傾向は (a) 圖についても認められるのでこの種日射計に共通なものと考へられる。之は從來の結果と異なる所であ



る。更に (a), (b) は No. 13123 について圖示したものである。この器械は前述せる如く黑白二枚の雙金屬より成るを以て東西に於いて不對稱であり従つて太陽の方位角によつて常數が異なる。そこで混雜を防ぐ爲め 9^h 及 15^h 頃の観測と 12^h 前後のものに分けて圖示した。(a) は 8^h-10.5^h, 14^h-16.5^h の間の測定値を夫々 \circ 及 \times で表はしたものである。午前の値は略一定であるが $\cos z=0.45$ のあたりで min となり之より小さい $\cos z$ で増大する傾向が見える。之に對して午後の値は $\cos z$ により可成變化し $\cos z$ が増すに従つて非常に増加し、又 $\cos z=0.45$ 附近を境にして $\cos z$ の小さい所で再び増加するのは午前と同じである。又 $\cos z=0.26$ の附近で第二の最大を示しそれより次第に減少するのが認められる。(b) は日南中時前後の値を圖示したものであるが少くとも $\cos z > 0.5$ では大體に於て太陽高度と共に増大すると云へるやうである。

b) 原因に関する考察

二つの器械に共通に適用されると考へるものを擧げると、

(i) ξ の變化 §4 (22) 式に於て ϵ_1 及 ϵ_2 は通過空氣柱の長さに依りて變化する。§4 (a) で述べたと同じ方法により水蒸氣の含有量を與へ塵埃の影響も算入して、 ϵ_1, ϵ_2 を計算すると第8圖の如く m によつて變化する。 ϵ_1, ϵ_2 は ϵ' に比して小さいから長波に於ける反射率の減少が無視出来ないもの

であれば、 ξ は m と共に減少する。従つて $\xi\kappa_2' = \kappa$ の式により κ_2' は m と共に増加する。 $\cos \theta$ の小さい所で κ_2' の増大するの一因と見られるが、この影響は割合小さい。

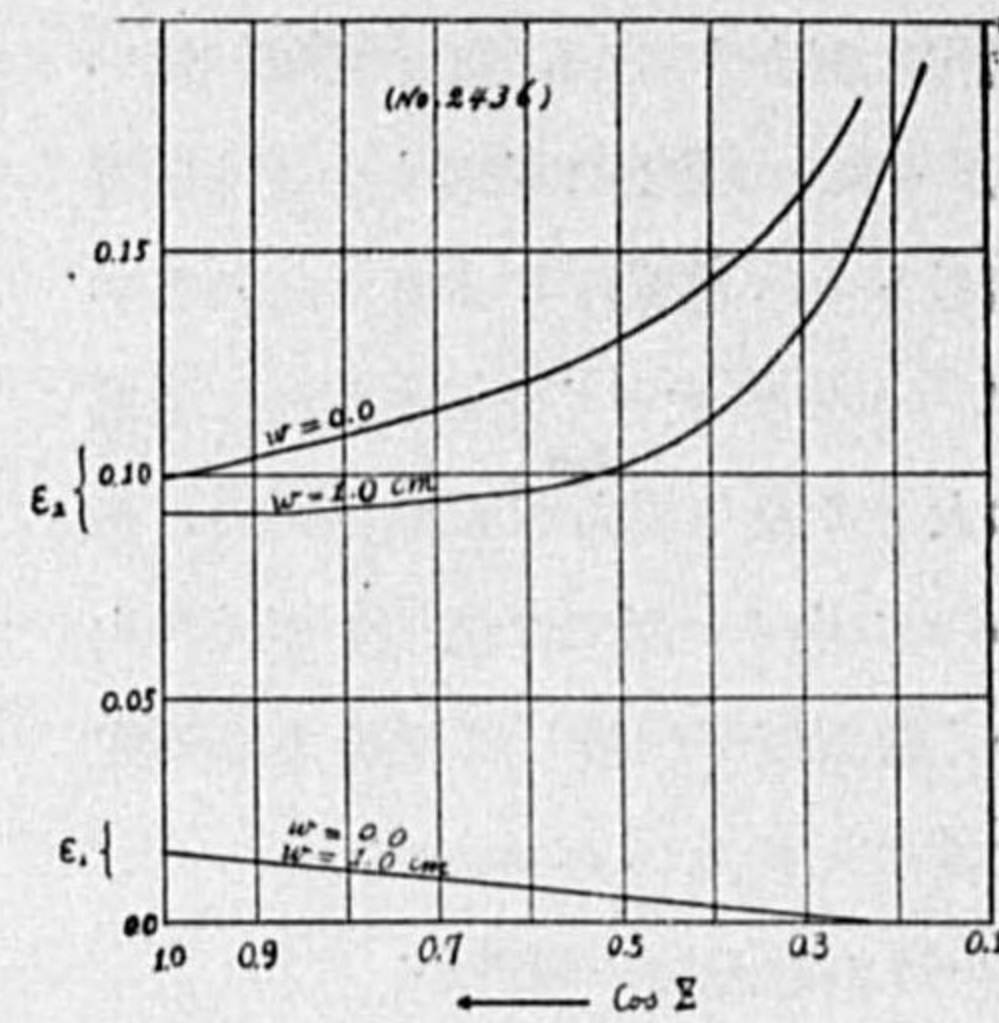
(ii) 雙金屬片の吸収率及反射率の變化 黒及白塗の雙金屬片の吸収能及反射能は勿論完全でないから、太陽高度が低くなるに従つて吸収能は減少し反射能は増大する。従つて (22) 式に於て α の變化と r の變化は大體打ち消すやうになるのでこの爲の常數の變化も亦小さい。之は α 及 r の變化が明らかにならないと明瞭には云へない。

(iii) 冷却効果の變化 黒塗の金屬から白塗の金屬への熱傳導及び空氣の對流により移る熱量は兩片の溫度差に比例して増大し、溫度差が相當の値に達すればこの爲に常數に及ぼす影響は可成顯著となる。§2 (a) で調べたのはかかる冷却効果が兩片の溫度差 ΔT の一乗に比例とした。その結果は冷却効果が大きい程、常數は一定になつた、しかし對流の影響は ΔT の二乗以上に依つて變化するかも知れない。この時常數が如何に變化すべきかを調べる必要がある。前述の $\cos \theta$ の大きい所で常數の増大する原因として冷却効果を考へたが、之が豫期に反した結果その變化の原因は未だ不明である。

(iv) 慣性効果 雙金屬片の感度及び連接部に於ける摩擦による影響を一緒にして簡單の爲に慣性効果と名づけた。輻射の増加又は減少の大なる時は、その慣性により自記ペンは夫々過小又は過大に記録し午前 9^h 前後の觀測と午後 3^h 前後のそれとはこの影響は逆になり、日南中の前後ではこの効果は殆んどない、従つて午前の常數は大きく午後は小さくなるべきである。No. 2436 と No. 13123 では後者の金屬の厚さが前者の二倍で感度が悪くこの効果は前者に比して遙かに大きい。然して No. 13123 でこの効果による誤差は $\cos \theta = 0.3$ で最大 $\pm 6\%$ で $\cos \theta$ が大きくなるに従つて減少する。前述の變化の模様を見るにこの効果は $\cos \theta > 0.3$ 以上では殆んど兩器械共に認められない。 $\cos \theta < 0.3$ では No. 13123 に於て可成この効果は著しく午後の曲線が $\cos \theta = 0.25$ より急に下降するのはこの爲と考へられる。然し乍ら實際の觀測に於て夜間の記録より例へば日没後約 1 時間、日出前約 1 時間の所を結ぶ直線を零線に取る如き操作を行へば、この効果は零線に入るべき影響により略々相殺される。従つて實際にはこの効果の入らない常數値を使用すべきであらう。No. 2436 に於てはこの効果は非常に小さい。

次に No. 12132 に特別な原因を考へる。

第 8 圖



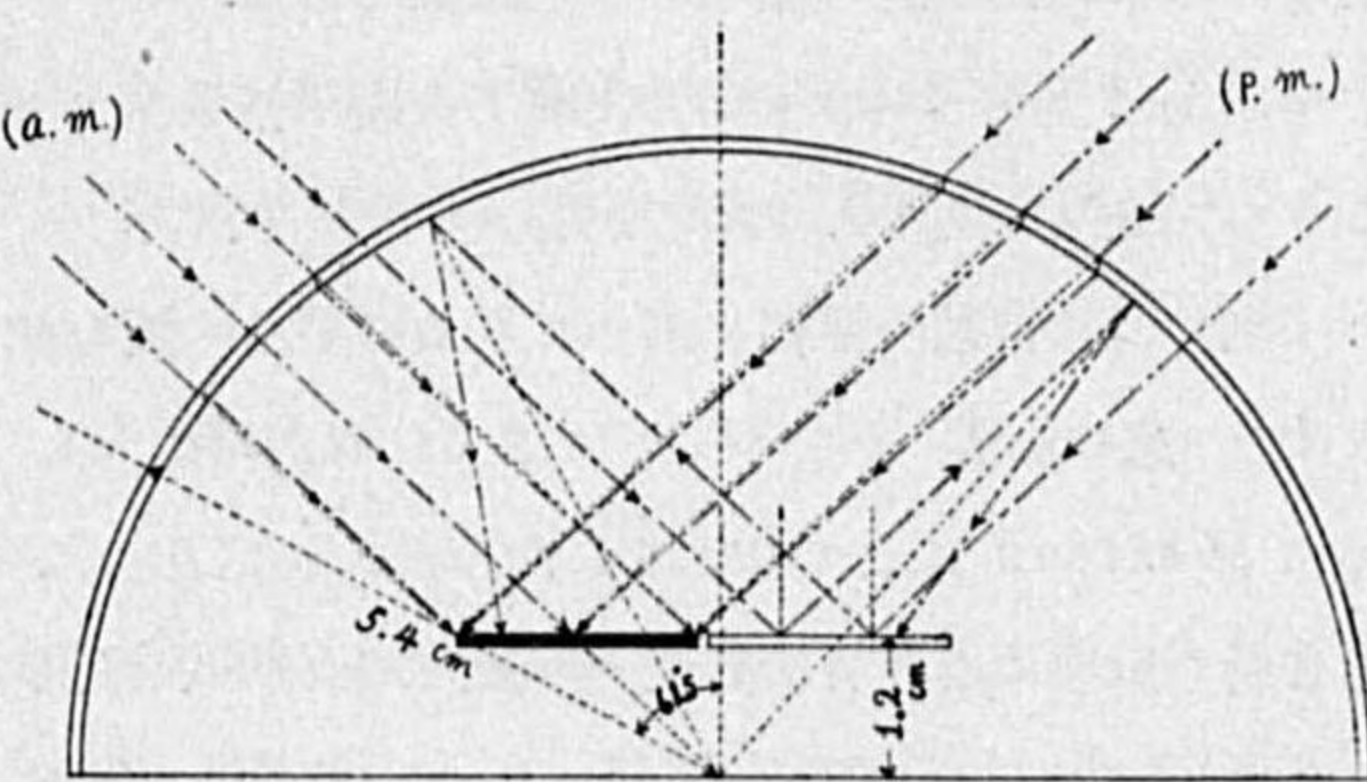
(v) 硝子の屈折及反射の影響 No. 13123 に於ては第 7 圖 (a), (b) に見る如く午前及午後に於て變化の様子が異なるが、前述の慣性の影響は小さくて認められないので、黒及び白の雙金屬片の東西に於ける不對稱がその主原因と考へられる。然し乍ら單に白及黒が東西に並んでゐる丈では午前及午後の常數の相違は考へられない。又午前及午後の相違として考へられる氣温の影響も、若しありとすれば No. 2463 にも認められなくてはならないが No. 2436 にはかかる變化はないので、之も論外のものである。そこで硝子をも考へた黒白の不對稱について考へて見る。先づ硝子は一様な半球であると假定する。今白い雙金屬片の表面で幾何學的に反射して硝子球で再び反射された光線について考へて見る。(黒い金屬面の反射は小さいから考へない事にする)。

白い塗料の反射率は可視光線に於て約 95 乃至 90% 赤外部 (2.5 μ 迄) に於て約 85% であり、黒塗料の吸収率は約 95% であるとされてゐるが、No. 13123 に於ては可成購入後年を経てゐるので各約 5% 丈悪くなつたと考へてもよい。そこで白板で反射されて硝子で再び反射されて歸る光の強さは、黒板で吸収される輻射量の約 8.5% である。然して第 9 圖で分るやうに (實際の構造に依る) 午前中はこの反射光は多く白板に歸り、午後は黒板に向ふのでこの影響は却つて午後の常數を小さくする事になる。

次に屈折の影響を考へて見ると第 9 圖で分るやうに黒板に入射する光を考へると午前の $\theta > 61^\circ 30'$ 及び午後に於てはすべて硝子球の法線の上方より入射し従つて硝子の屈折の影響による黒板への入射角は太陽の天頂距離 θ より大きく従つて黒板に於ける吸収率は硝子がない場合の入射光よりも悪くなり且つ黒板の有効面積は小さくなる。之に反し午前の $\theta > 61^\circ 30'$ の時は一部の入射光は硝子球の法線の下方にあり上と反對に入射角は小さくなり、黒板に吸収される量は増大する⁽¹⁾。且つこの影響は午前に於て太陽高度が高くなるに従つて増す。之によつて屈折の影響を考へると午前の常數の午後に比して小さい事は説明されるやうであるが以上は單に定性的の考察であつて實際に定量的に之に當つて見ると硝子球の一様性を假定しては殆んど云ふに足りないものになる。然し乍ら實際に日射計の窓を西向きにし従つて黒板を西側に白板を東にして今迄と逆向きの觀測を行つた昭和 13 年 3 月 25, 26 日の結果を見ると

(1) 實際の計算によると $\theta = 45^\circ$ の附近で黒板の兩端で約 6' の差が生ずる。

第 9 圖



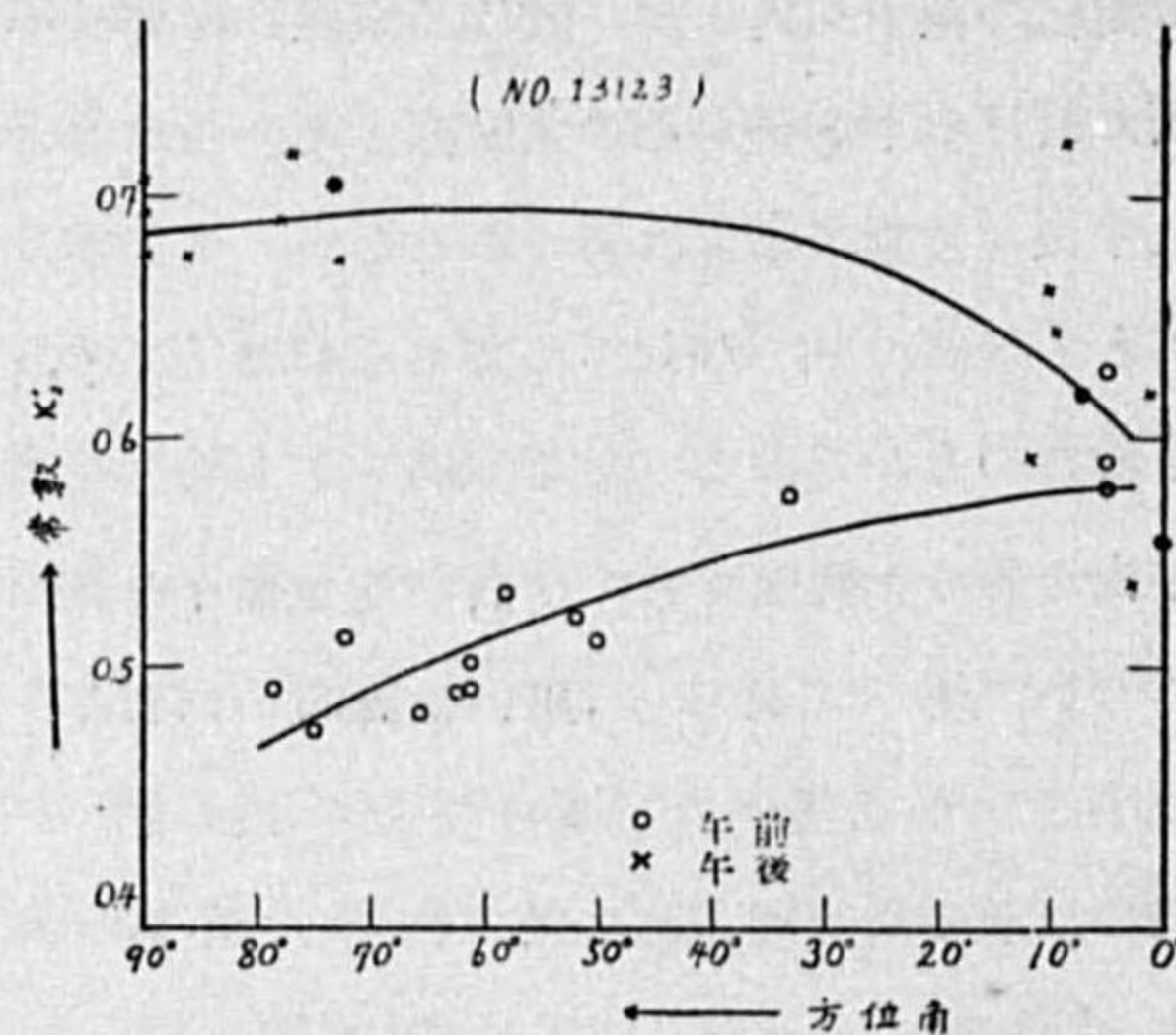
太陽の時角		cos z	常数 (κ ₂ ')
h	m		
+2	58.3	0.594	0.503
-1	37.1	0.760	0.742
+0	4.4	0.832	0.579
+2	59.4	0.595	0.545

となり、丁度前の結果と反対となり明らかに上述の不對稱が主因なる事を物語つてゐる。

従つて恐らく硝子球の不一様性が大きな因子かと考へられるが、之に関しては未調査である。

参考迄に 0.65 < cos z < 0.75 に屬する觀測結果につき (z を略し一定にとる爲) 太陽の方位角を計算して之につき常数の變化を調べて見るに第 10 圖の如き結果を得た。

第 10 圖



(iv) 窓の影響 No. 13123 に於ては窓が可成大きくて Robitzsch により指示されたやうに、之から入る日射の影響により日射計内の温度の配布が午前及午後に於て異なる事が考へられる。しかし昭和 13 年 4 月 1, 2, 5, 6 日の 4 日間窓に白紙を張つて日射を遮ぎり、觀測を行つた結果は次表の如くであつた。この窓の影響もやはり午前及午後の相違を説明する重要な役目をなさないやうである。H. Stapf⁽¹⁾がやはり窓を東向きにして檢定し午前及午後の値に大差のない事より窓の影響の小なる事を示してゐる。

月日	太陽の時角		cos z	常数 κ ₂ '
1	h	m		
1	-2	41.5	0.660	0.508
1	+0	2.5	0.853	0.645
1	+3	24.5	0.552	0.568
2	-2	34.3	0.681	0.501
2	-1	15.6	0.814	0.525
5	-2	45.3	0.666	0.553
5	+0	5.2	0.867	0.653
6	-2	55.9	0.643	0.545
6	+0	6.7	0.870	0.635
6	+2	55.5	0.645	0.640

§ 6. 曇天の場合の常数

檢定はすべて晴天の日に行つたのであつて我々は今迄晴天の時の場合のみを問題にした。上述の第二近似常数 κ' は勿論晴天の場合に適用されるべきものである。然るに一樣な層状雲に被はれて空が白色又は灰色に見える時は空から來る光は晴天の場合と著しく異り、太陽の光度分布に近似して來るだらうと考へられる(第 6 圖参照)。そこでかくの如き雲量 10 の場合には前述の補正 $\frac{\xi}{\eta}$ は可成小さくなり、従つて曇天に於ける常数は第一近似常数 κ₂' が採用せられるべきであらう。試みに 1937, XII より 1938, II に至る三ヶ月間の曇天日の中觀測せるもののみより、No. 13123 と No. 2436 の讀取値の比を取つて見ると 90 回の測定の前平均より 0.776 を得た。従つて常数は 0.554

(1) Met. Zeit. Bd. 55, 1938. Jan.

となる。尙前の晴天日の觀測より求めた兩者の比は 0.831 である。之と同期間の兩器の常数 κ₂' 0.541 及び 0.405 の比 (§ 3) 0.748 と比較するに曇天日の値は遙かに之に近い。但し上の計算に於ては、直接雲量の觀測には依らず、單に日射計自記紙の曲線の模様を見て、晴天に於ける値より著しく小さく且つ一時間以上に互り變動のない時の値について行つたものである。従つて値は小さくても變化の激しい時は取らなかつた。之は薄い上層雲の場合を除く事と、太陽面のみに雲がかゝつてゐる場合も避ける爲である。然し乍らそれでもやはり我々の欲した條件に従つてないものも可成多く含まれてゐるであらうと思はれるので、上述の比が κ₂' のものと完全な一致を示さないのも寧ろ當然であらう。

又太陽が團塊状の雲に出入し曲線が變動する場合とか、太陽のみに雲があつても全體の雲量が非常に小さい場合などは、空から來る光は晴天の場合よりも遙かに短波に富む事もあり得る (Albrecht の觀測に依れば)⁽¹⁾、又上層雲でも同様の事が考へられるので之等の場合の常数は又違つたものになるであらう。

§ 7. 結果の論議と檢討

先づ觀測の誤差について考へて見る。

§ 5, (b), (iv) で述べた慣性效果の爲に日射量の變動する日の觀測には可成の常数の變化を示すが、この外に銀盤又は Ångström 日射計の觀測との同時性、即ちロビッチ日射計の自記紙上に完全に同時刻の値を讀取る事の不可能なる爲、これによる誤差は太陽の低い時程大きくて午前と午後では逆に作用する。午前九時午後 3 時頃の觀測で大きくて平均約 4% であり南中時頃では殆んど零である。午前及午後のすべての平均値を採用する時はこの誤差は無視出来るものになる。

又太陽のすぐ近くの天空光の影響が、銀盤日射計又は Ångström 式日射計と、我々のロビッチ式日射計に對する太陽遮蔽の場合とに於て異なる事が考へられる。即ち銀盤又は Ångström 日射計に於ける器械の開口角と、ロビッチ日射計の雙金屬片が太陽遮蔽板に張る角との相違により、太陽の周りの天空光の影響が異なる。之に對する正確な推算は行はなかつたが高々 1 乃至 2% の order と考へられる。

次に § 4 の天空光の兩器による觀測値の相異に關する考察及他の人々の觀測の結果による檢討を試みよう。

§ 4 (b) で簡単に注意しておいたやうに、兩器による觀測値を一致せしめようとする努力は大氣の見掛の透過率が一致すれば、同じ太陽高度に於て天空光の値が同一であるべしといふ假定の下に於てなされるのである。然し乍ら透過率が同じでも天空光の觀測値は異なる事も考へられる。即ち見掛の透過率は同じでも短波に於ける強い減衰によつて然るか、又は波長の廣範圍に互る比較的弱い

(1) l. c.

減衰によるかにより、天空光の分光強度曲線は異なる。之は塵埃の減衰効果と水蒸気分子のそれとの相異により起り得るもので、夏の水蒸気の多い時と水蒸気の少ない冬とは、同じ透過率でも天空光の性質は異なるだらう。従つて兩器の天空光の観測値を比較するには、厳密には同じ日の値が取らるべきである。

$\kappa_2 R_2$ により計算した天空光の中 $56^\circ < z < 64^\circ$ の値を拾ひ出して、天空光と透過率 A_0 について圖示すれば第 11 圖の如くなる。1937 年 8 月より 10 月迄米國北カロリナ州の Hump 山 (高さ 1460 米, 北緯 $36^\circ 8'$) に, Smithsonian Institution の A. F. Moore 及 L. H. Abbot 兩氏が遠征して, Aldrich 及 Abbot 氏の製作にかゝる pyranometer⁽¹⁾ により, 観測した結果, 太陽の天頂距離 60° の時の天空光の値は $0.060 \text{ gr cal/cm}^2 \text{ min.}$ より $0.130 \text{ gr cal/cm}^2 \text{ min.}$ まで變化し, 平均 0.0796 であつた⁽²⁾。尙發表された結果より

Hump 山に於ける同期間の平均の大氣の透過率 A_0 を求めると約 0.81 となる。そこで上記の第 11 圖に於て外挿法で之に相當する天空光の値を求めると No. 13123 の観測値より約 0.133 となり, No. 2436 で 0.080 となる。之で見ると No. 2436 の値が殆んど正當ではないかと思惟される。然し乍ら天空光は同じやうに雲の無い日であつても, 大氣の濁濁の程度により大いに異り, 更に観測地の高さ及び周圍の建物其他の状況により可成影響を受ける。我々の観測器械の高さは海拔約 15 米で, 附近の注意すべき建物としては, 約 40 米北に高さ 30 米 (海拔) の風力塔があり, 又約 5 米離れて器械より約 1 米高い観測小屋がある。之等により天空の下方の一部が遮ぎられる。しかし之等の建物より亂反射されて器械に入射する輻射量は, 或は却つて失はれた輻射量より多いかも知れない。そこで我々の観測した値を Hump 山に於て観測したものと直接比較して議論するのは未だ危険といはざるを得ない。又 Hump 山に於ける観測そのものも材料が少くて大きな信用度を課する事は出来ない。天空光の観測は, この外我々の調べた範圍では, A. Ångström⁽³⁾, O. Hoelper⁽⁴⁾, H. Prull⁽⁵⁾, N. Kalitine⁽⁶⁾, H. Lunelund⁽⁷⁾ 等數多あるが, 多くは 1 日又は 1 年の全量の推

(1) Robitzsch 日射計の器械的歪力の代りに熱電流を利用して電流計により観測するもの。

(2) Ann. of Astrophys. Obs. of Smith. Inst. Vol. 4, 1922.

(3) M. W. R. 1919.

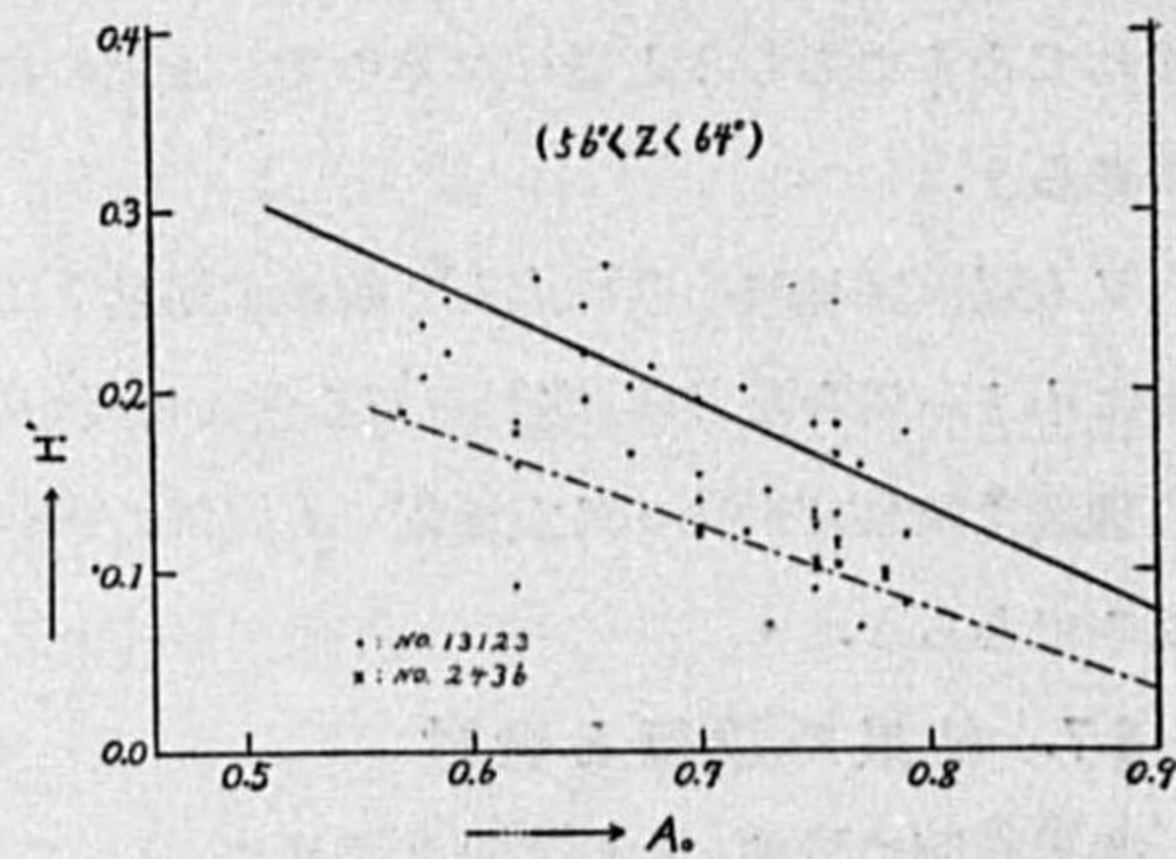
(4) Veröff. Meteor. Obs. Aachen 1932.

(5) Gerl. Beitr. z. Geophys. Bd. 44, 1935.

(6) " " " 50. 1937.

(7) " " " 50. 1937.

第 11 圖



算で, 必ずしも晴天の時のみでなく, 晴天の時でも大氣の状態 (例へば透過率) が不明であつて, 我々の観測と比較出来ないのは残念であつた。若し上述の所により No. 2436 の値が略正しいとすれば, No. 13123 には約 7% の負の補正をしなければいけない事になる。H. Stapf 氏の結果がどれ丈正しいかは Moll-Gorezynski 式日射計の常數の正當さが證明されない限り不明であるが, この事は H. Stapf 氏の結果と大體に於て一致するやうである。

§ 8. 結 語

以上を要約すれば, Fuess 製の雙金屬日射計は, W. Mörkofer 其他の人々により確められたと同様, M. Robitzsch 氏の定めた常數より小さい常數が使用さるべきであり, その補正は平均約 20% であつた。然し乍ら Mörkofer 氏の推算と異り, 太陽と天空光との分光強度分布の相違による常數への影響は No. 13123 に於ては無視出来ないものであると考へられた。之に関する正確なる補正は尙將來の調査に俟たなければならぬが, 米國 Hump 山に於て Moore 及 Abbot 兩氏によつて観測された天空輻射の結果と検討する事により, 長谷川製 No. 2436 より得た結果が之に近い事が分つたので, No. 13123 による観測値及び之を準器として比較檢定した從來の各器械の観測値は 1 年間の平均に於て約 29% の負の補正が施されなくてはならないであらうと考へられる。

常數が太陽高度により變化する事は從來の結果と同じであるが, $\cos z < 0.44$ で再び増加する傾向が新たに注意された。變化に對する原因も可成詳しく考究されたが, 常數が $\cos z > 0.44$ に於て太陽高度と共に増大する原因は決定的のものが得られなかつた。又從來云はれてゐる窓より入る日射の影響は案外小さい事が分つた。

曇天の場合は, 晴天の場合と異なる常數が使用さるべきで, 直達日射計との比較による常數その儘が寧ろ適當と考へられる。

Fuess 製 No. 13123 は Robitzsch の最初の型で, Robitzsch 氏の既に認めてゐる如く, 種々の誤差を生じ實用には殆んど不適當であると云はざるを得ない。その主なる原因は二枚の雙金屬である事, 雙金屬片の厚さが大きく感度が悪い事, 及び硝子が一樣でない事 (之は最も重要であると想像される) である。無益な勞力であつたかも知れないが, この種日射計の性質穿鑿の爲に, 之等の誤差の原因を檢討して將來の改良の一助としようとする努力がなされた。

長谷川製 No. 2436 は之に比して遙かに良好な成績を示したが, 未だ改良すべき點も多いと考へられる。改良策として, (i) 硝子は出来る丈薄くする事 (出來得れば水晶のやうなものが望ましいが, 之は實用上不可能であらうから少くとも厚さ 1 mm にする事), (ii) 塗料に關する研究を遂行して波長に依る變化を出来る丈小さくすべき事 (主として白い方を考へるべき事), の二つが根本的問題である。

終りに臨み有益な御忠言を贈り, 且つ御多忙中にも係らず御校閲下さつた, 關口博士に深甚なる

謝意を表すと共に、御督勵贈つた臺長岡田博士、終始御鞭撻下さつた前天測主任畠山技師、現主任川畑幸夫理學士に厚く御禮申上げる。尙附圖の一部は岡順二氏の手を煩はした。こゝに謝意を表す。

追記 銀盤又は Ångström の觀測の出来る日は割合天氣の良い日で太陽附近及び天空には雲は少いが、それでも尙いくらかの雲もあつたであらう。中野猿人博士の御注意の通りこの爲雲から來る輻射量が Robtzech 日射計の誤差をなす事は考へられる。こゝに追記して同氏の御注意に感謝する。

徳島縣江川に於ける水温異常及び瓦斯噴出に就いて

朝比奈貞一、渡邊正之

江川の位置

江川は徳島市の西方約 20 km 餘の、西麻植驛(徳島本線の一驛)の北東 400 m、徳島縣阿波郡柿島村字知恵島の江川遊園地の西端に源を發し、同遊園地を西より東に横切り吉野川の右岸(南側堤防と鐵道徳島本線との間)を東流し、所々伏流となつて斷續すること約 80 km に及び遂に吉野川本流に合する小流であつて⁽¹⁾、主として湧出水によつてのみ涵養せられてゐる。(第 1 圖及第 2 圖参照)。

江川の生成

徳島高等女學校教諭吉田巖氏の調査によれば江川はもと吉野川の本流に當つて居たのであるが、

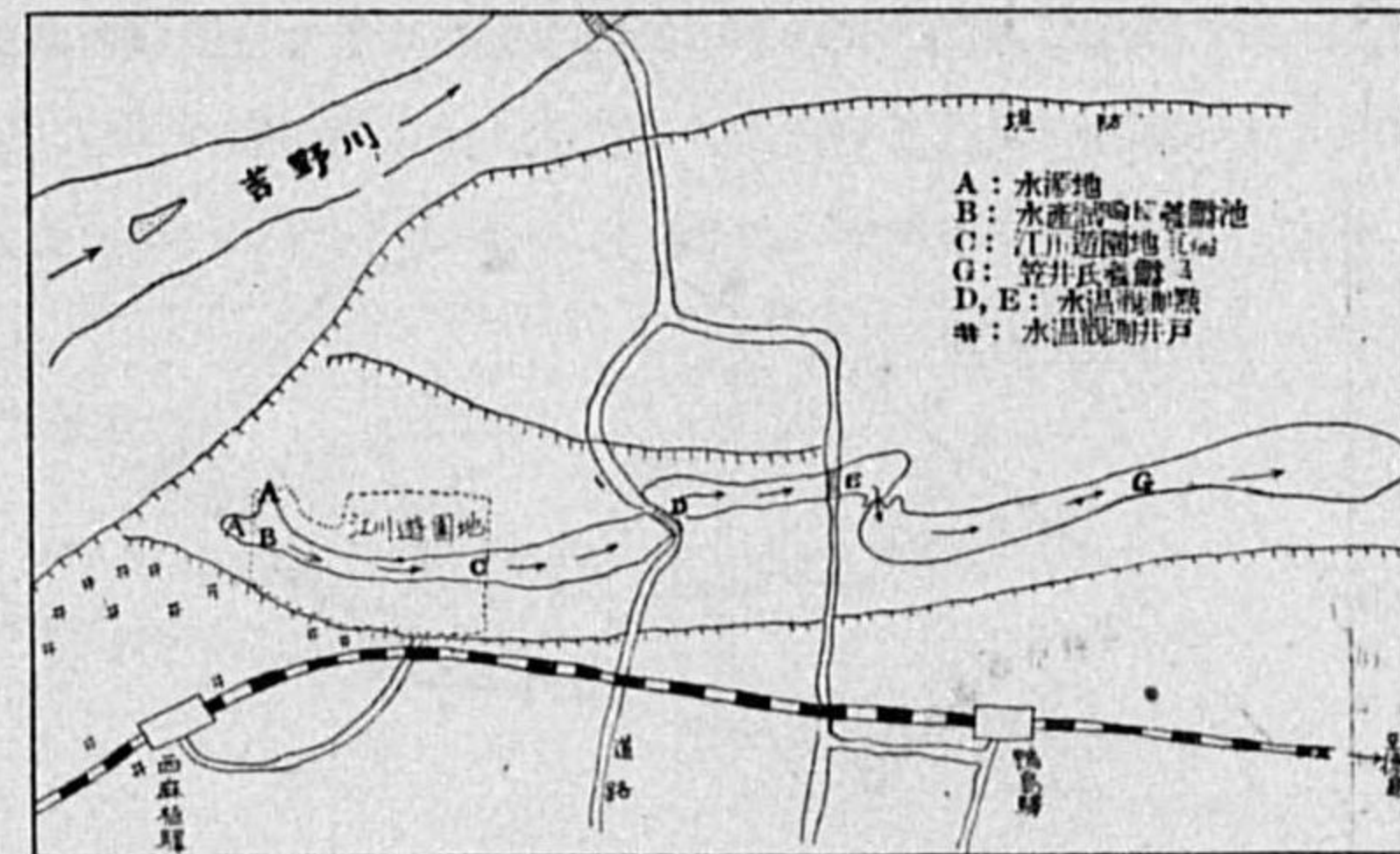
第 1 圖 江川の全貌



(1) 昭和 13 年 4 月 7 日附現在鴨島驛附近に於て幅及深さ夫々約 30 m 及び 3 m の大きさである。附記参照

流路は次第に北方に移動し江川の水は何時しか減少し、兩者の間に境界を生じた。斯く江川は本流と分離し出水時のみ堰を越して水の溢入する廢川と化した。當時は今日の如き異常現象などは認められなかつたといふ。然るに明治 20 年頃の大洪水に際し、江川と吉野川との境界は流失し現在の遊園地の西方一帯は深淵となり、江川は

第 2 圖 江川附近



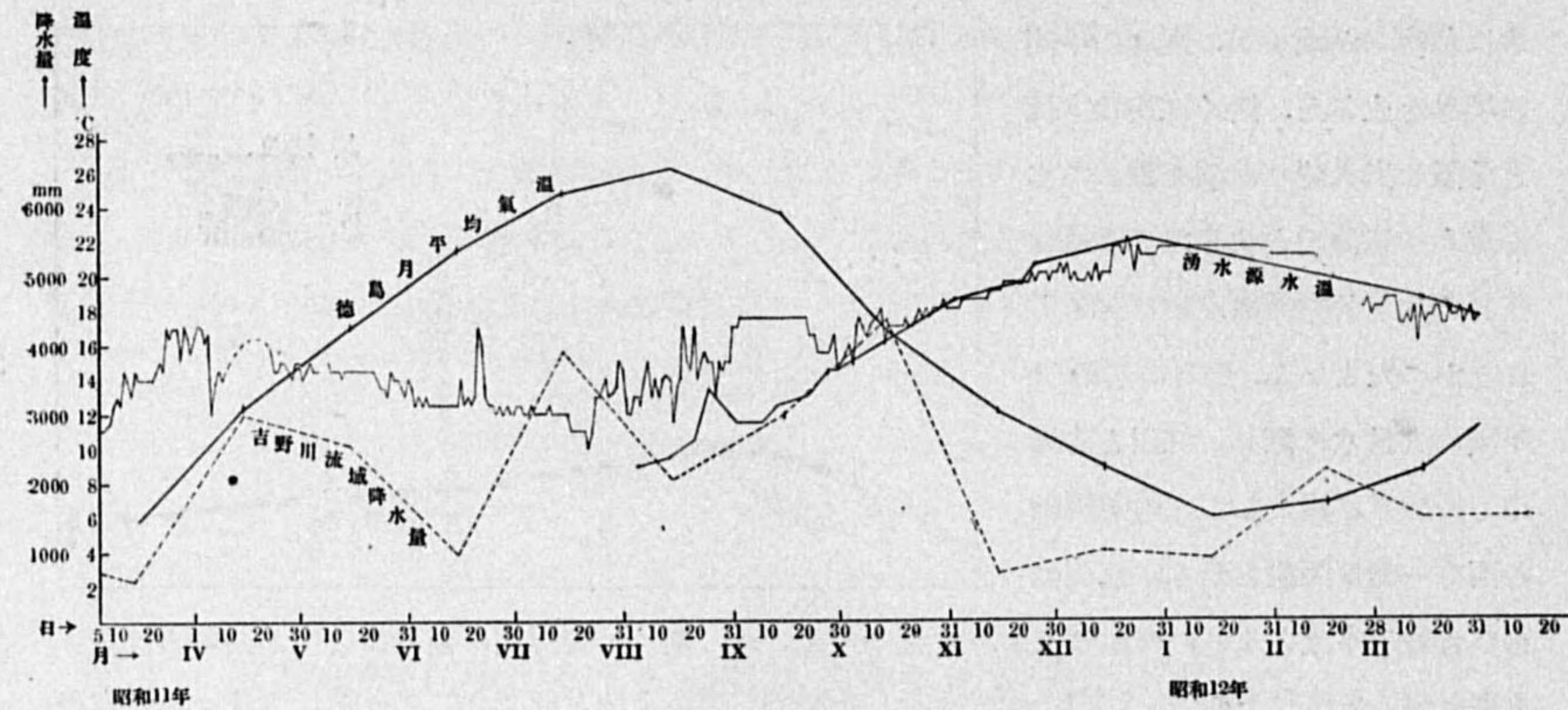
再び吉野川本流となり、帆船來往するに至つたといふ。斯くて吉野川の南遷によつて同地方は屢々水害を蒙るに至つたので、江川上流に發生した深淵を埋め本流を北上せしめたが、其後に於て吉野川の大改修工事によつて現在の様な堤防を築き江川は全く本流と分離するに至つたといふ、此の年代は不詳であるが、目下調査中であつて、文献によつて明になることと思はれる、江川に於ける異常現象は深淵を埋め、吉野川の水を北流せしめたる以後に發生したといふことは俚人により異口同音に言ひ傳へられてゐる所である

異常現象、(水温の異常變化と瓦斯の週期的發生)

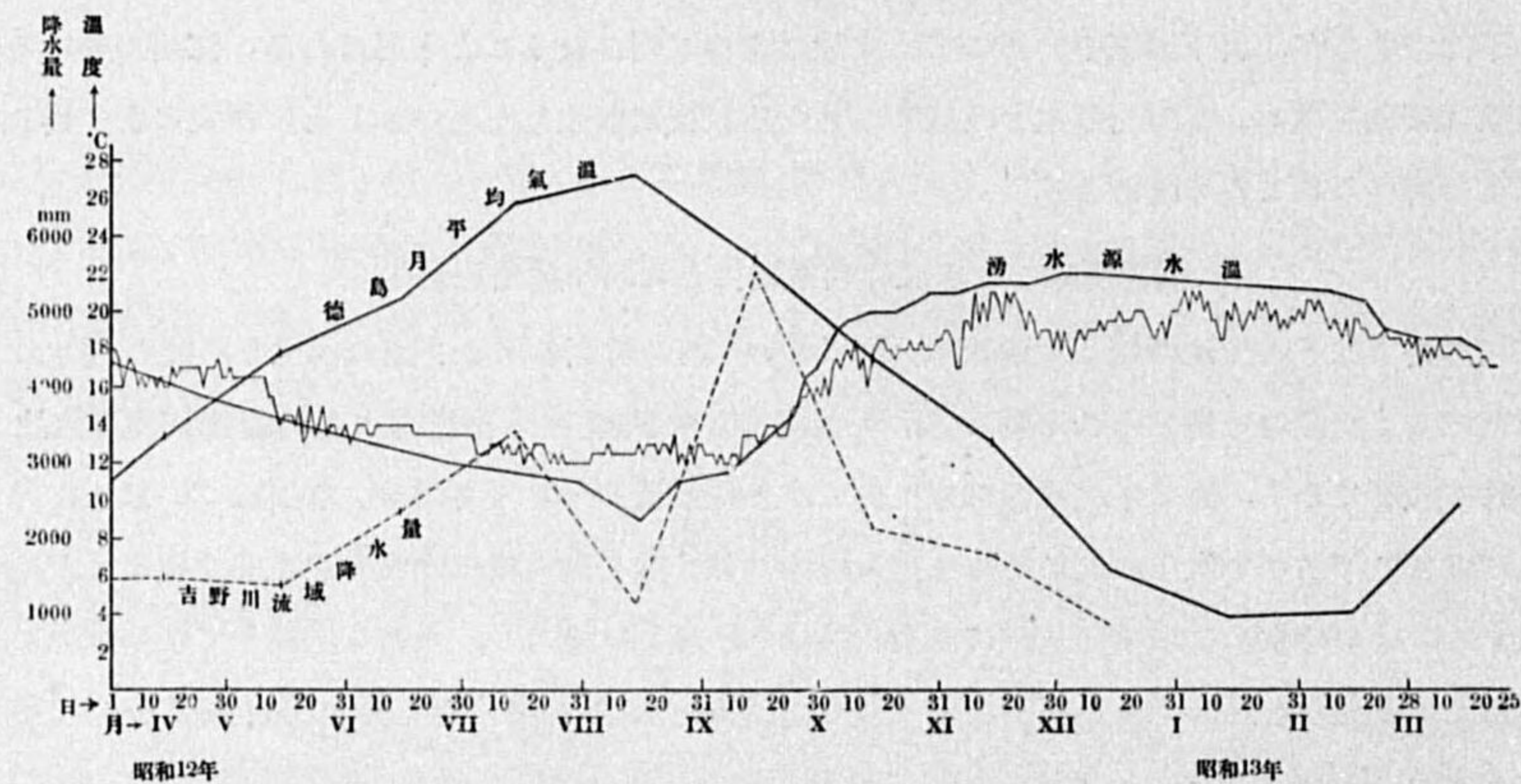
江川に於てはその上流西端より數百米(約 400 m)内の河底各所より盛に湧水し、此の湧水は上流程甚だしく水源地と稱せられる第 2 圖 A 點及び之に隣接せる徳島縣水産試験場江川養魚池 B 點等殊に顯著である。而して之等の部分に於ては冬期氣温 3~4° を示す頃、水温は 20° 以上に昇り寒風に曝され乍ら手を水中に入れる時は恰も温湯の如く感じ所々微に湯氣を發生し水底より氣泡を放出する。此の時期には水中の魚類は活潑に游泳し、藻類は繁茂し、水蓮も開花して冬の世界に居乍らにして夏景色を見るやうである。之に反して夏期には冬と全く趣を異にし、氣温 30° に昇る日にも水温 10° 以下を示し、氣泡の放出は夏期に向ふに従ひ次第に衰へて全く放出せざるに至る。而して此の時期には水蓮等は全く枯れ、水中の鯉、真鯉、鮎、鱒等は水底に潜み運動甚しく不活潑となる。冬の朝夕、寒氣甚しき頃水面一帯は霧立ち籠め十數米の對岸すら見えざることあり、夏も類似の現象を惹起することありといふ、之等の異常現象について觀測した具體的の事項を次に述べる。

1. 水温の異常 上述せる江川の水溫の異常は徳島縣水産試験場技師野口氏により發見せられたものであつて第 3 圖に示す水溫は徳島縣紅鱒試験池詰の佐藤氏が毎日觀測したものである。之によれば、夏期 7~8 月の頃、水溫最も低く、最低 9° 位に下り、冬期 12 月~1 月に最も高く最高

第 3 圖 (1) 江川水温 (毎日 10 時観測)



第 3 圖 (2) 江川水温 (毎日 10 時観測)



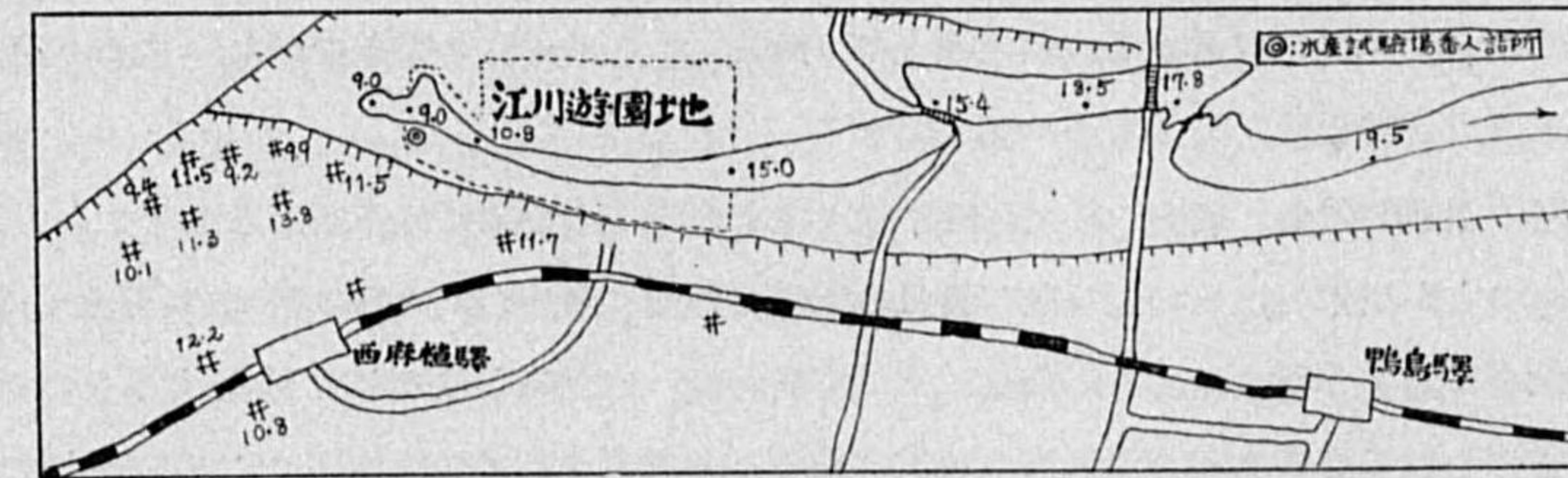
22° 強に昇り 4 月下旬頃と 10 月上、中旬に気温と大差ないやうになる。(1)此の水温の年変化は徳島の地中 5m 或は 7m の温度と傾向は類似してゐるが、地下 7m の年較差 2~3° 以内であるのに反し、江川の湧水温度は年較差 13° にも及んでゐる。元來地下水の温度は年変化の極めて僅少であるのが常なるに、江川の如く 10° 以上に及ぶものはその現象稀なるものと認められ、異常現象と名付けた次第である。

以上は水源附近に於ける水温の変化であるが 下流に進むに従ひ水温は気温の影響を受け次第に

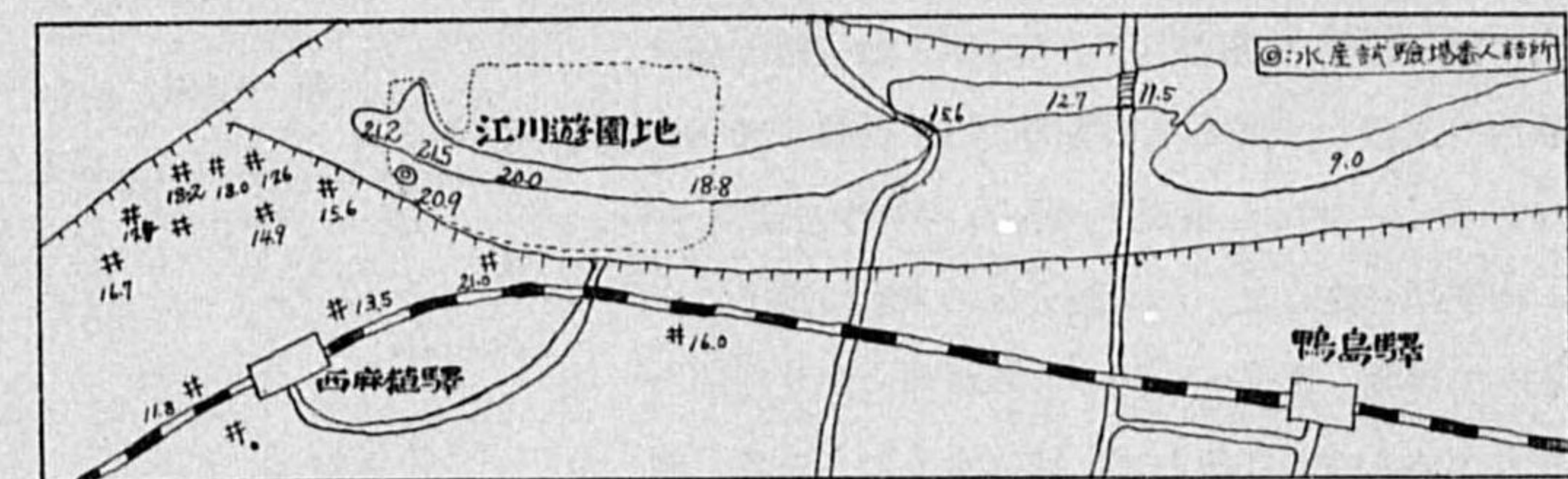
(1) 養鱒池のみでなく、湧水源の水温も時々佐藤氏が測定してゐる。之も第 3 圖に示してある。

異常の程度を認めないやうになる。此の間の消息を察知する爲、昭和 12 年 8 月 15 日と昭和 13 年 1 月 17 日との兩日に江川の各處及び附近の井戸の水温を観測しその分布状態を調査した。之等兩日に於ける観測値は夫々第 4 圖及び第 5 圖に示す如くであつて、夫々夏期及び冬期の分布状態

第 4 圖 夏の水温分布圖 昭和 12 年 8 月 15 日 14 時調査, 14 時気温 29.1°



第 5 圖 冬の水温分布圖 昭和 13 年 1 月 17 日 14 時調査, 14 時気温 7.4°



を代表するものと看做し得る。第 4 圖によれば夏期、水源及び 縣水産試験場養鱒池附近に於ては 9.0° の低温を示すも水源より 300 m 弱の下流に當る遊園地の東端に於ては 15.0° に昇り、水源より 800 m 下流に於ては 15.4°, 1400 m 下流にては 17.8°, 約 2000 m 下流にては 19.5° となり更に下流の笠井氏經營の養鱒場 (330 頁参照) にては 25° 以上を示すことも尠くないといふ。斯くの如く水源より發し上流より下流に進むに従ひ水温益々昇り気温に接近する。因に當日徳島に於ける平均気温は 28.1° を示した。井戸水温も亦大體水源より遠ざかるに従ひ遞昇する傾向あり、江川水源の上流寄りにして元、吉野川の流域なりと想像せられる堤防交叉點附近の井戸水は特に低温であつて 10° 前後を示す。

次に冬期調査による第 5 圖によれば水源及養鱒池附近では、21° 以上を示すが、水源より 300 m 弱下流の江川遊園地東端に於ては 18.8° に下り、水源より 800 m 下流に於ては 15.6° を示して夏期の調査と大差なく、夫れより下流に進むに従ひ水温は益々遞下し、1400 m の地點では 11.5°, 2000 m の地點では 9.0° に降下し気温に接近する。因に當日徳島に於ける平均気温は 3.7° を示した。井戸水温も夏に最も低温であつた江川水源上部のものが最も高く 18° 前後を示し、西麻植驛附近の井戸水温は 12° 前後であつて夏冬大差がない。井戸温度は尚ほ廣範圍に亘り、深さ其の他の條

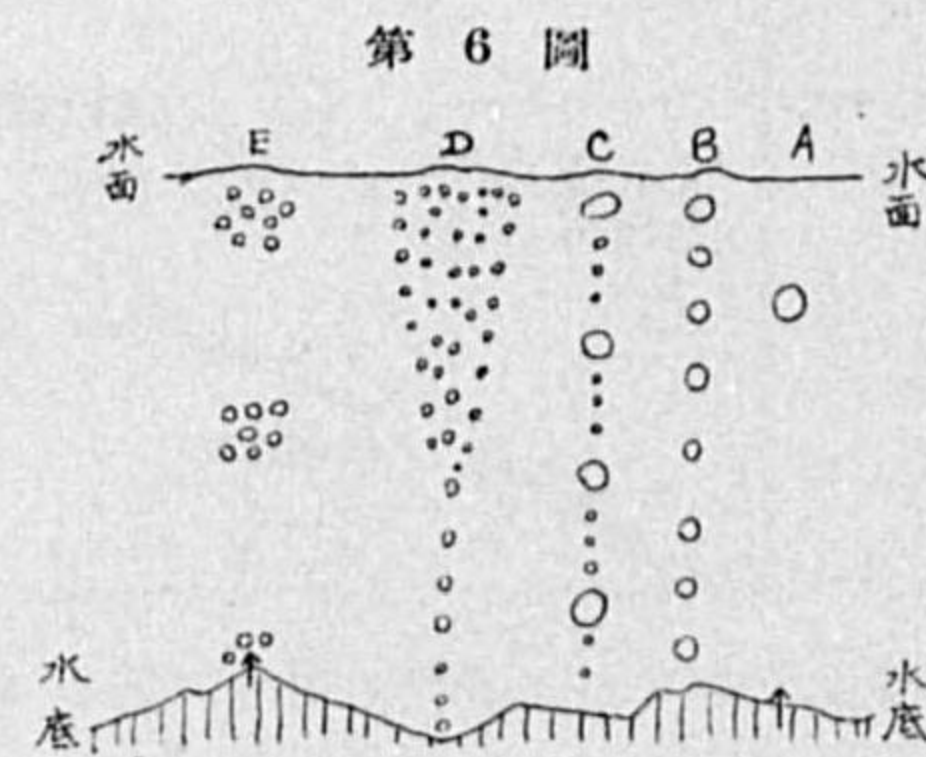
件を考慮に入れて調査する必要を認めるが、以上の観測より、江川及其附近の水温は8月15日の調査に於て低温を示した所ほど1月17日の調査に於ては高温であつた事實は興味深きものと思はれる。而して此の夏冬兩者の較差は江川に於ては水源附近で12°餘、遊園地内では5~8°を示し、水源より800m下流に於ては殆ど較差なく、800mより下流に於ては夏高冬低の一般河水温度と同様の變化を示す。又井水も江川水源上部(西方)にて6~8°の較差を示し、之より遠ざかるに従ひ小となり、特異性を失ふものの如くである。

2. 瓦斯の週期的發生 氣泡の發生が毎年略々定まれるある期間にのみ認められることも亦異常現象といふことが出来る。その起日及び終日の正確な観測は無いが、大體に於て1月上旬、江川水温の略々最高に達する頃に始まり、初夏に至つて漸次衰へ、何時とはなしに停止するものの如く、此頃水底を棒を以て掻きまわせば氣泡の放出を見ることもあるも、遂には如何にしても全く放出せざるに至る。

瓦斯放出の様子は第6圖のスケッチの示す如く種々様々である。氣泡の連続して出てゐる時間は10秒以下で4~5秒のものも多く、放出と放出との間は30秒乃至7~8分停止し、週期は一定しない。又數分毎に大泡の出ることもある。氣泡は目測、徑5~6耗のものが多いが3耗位のものもあり大きいものになると25耗位のものもある。氣泡の出方はAの如く稍大なるものが單獨に時々出るもの、Bの如く比較的規則正しい間隔をおいて出るもの、Cの如く小氣泡に大氣泡を交へて出るもの、Dの如く水面に近づくに従ひ擴がつて氣泡の數が増すかの如く見えるもの(此の例は割合に少い)、Eの如く小氣泡が一團また一團と出るもの等がある。又氣泡は無數に散在して十數個乃至數十個の孔から同時に放出され、所によつてはゴボゴボと音をたて壯觀を呈するものもある。

氣泡の放出孔は水源及養鱒池内に殊に多く無數に配列し、湧水に伴ふものの如くである。その他遊園地内の池には各所に見らるるも下流に至るに従ひ減少し、筆者の數次の調査によれば、水源より400m下流の、水深も川幅も増加せる所に於ては氣泡を認めたことは一度もなく水底を掻きまわしてもその放出を認め得なかつた。

江川に於ける水温年變化及び瓦斯放出の異常現象は同所にのみ限られてはゐないらしく遊園地より正西約5kmの吉野川の川床を流れる善入寺川(此の名稱は陸地測量部五萬分一地圖には載つてゐない)に於ても認められる。俚人の言によれば冬は割合に水が温く夏は冷たくて水泳に堪へないといふ。而して冬期瓦斯の放出があるものの如く、本年4月19日に此處を観察した所では江川と



同様、盛な湧水が水源となり、江川に比しては遙かに程度の弱い氣泡放出が處々に認められた。(1)

瓦斯の分析

放出瓦斯は通常の如く水と置換して現場水中に於て採集し、瓦斯採集管(Bohr氏型)或はビール壘に密閉せるものを東京に送付して分析した。輸送に當つては容器の破損に對しては勿論のこと、Bohr氏管の活栓或はビール壘のゴム栓が激動によつて脱落或は弛緩することなきやう萬全の注意を拂つた。分析はCompensation tube付きのPettersson型ガスビュレット及びDrehschmidt型ガスビュレットを用ひHempel法によつた。その結果、不飽和炭化水素、一酸化炭素、メタン、水素、エタン等は誤差の範圍内で皆無であつて單に酸素と窒素(2)とのみが空氣と殆ど同じ組成で含まれてゐることを認めた。炭酸ガスは微量に認められたこともあるが、分析操作上、その存否及び含量は稍々確實を缺く(3)。以上の分析結果を瓦斯採集時の狀況と共に示せば第1表の如くである。

第1表

採集回	昭和13年 月 日 時	水温	氣温	雲量	雲形	風	天氣及記事	瓦斯の組成		
								O ₂	N ₂	CO ₂
I	I, 17, 17	22.2	7.4	5	C, SK	NW 和風	晴, 水清澄	19.6%	80.4%	0.0
								19.3%	80.7%	—
								19.4%	80.6%	—
II	I, 27, 15:30	21.8	6.2	2	SK	W 和風	晴, 水清澄	平均 19.4%	平均 80.6%	0.0
								19.6%	80.4%	0.0
III	II, 18, 14	20.3	9.3	6	SK	W 強風	晴, 水濁る	20.6%	79.4%	0.0
								20.8%	79.2%	**—
								平均 20.7%	平均 79.3%	—
IV	IV, 13, 14	15.8	17.9	0	—	W 疾風の弱き方	快晴, 清澄	20.6%	79.1%	0.3
								20.5%	79.3%	0.2***
								平均 20.6%	平均 79.2%	0.3%

* 之等3回の外に試料瓦斯を直接Winkler-Dennis 燃焼ビュレット中に導入し白金線を灼熱したるも容積の變化なきことを認めたるのみの測定1回あり。
 ** C_nH_{2n}, CO の吸収及び燃焼を行はず。
 *** 酸素吸収前にWinkler-Dennis 燃焼ビュレットにて燃焼に附し容積の變化を含めず C_nH_{2n}, CO の分析を行はず。

異常現象、主として瓦斯放出の機巧について

分析の結果より見れば江川に噴き出す瓦斯は空氣とその組成に於て殆ど差がない。之は今年即昭和13年初の冬期のみの方であるから、毎年此の様になつてゐるか否かは確言出来ないわけではあるが、此の現象が毎年必ず週期的に起るものであつて今年に限つて特に例年と異なる處ない點から見

(1) 詳細は附記(331頁)参照。
 (2) 勿論不活性氣體をも含み得る。
 (3) 分析の一部は航空研究所山口文之助博士の御好意により同氏研究室員奈良源吾君を煩はした。記して以て謝意を表す。

て例年も同じ様であると推定出来るであらう。噴出の始から終りに迄に酸素の量が微に増加してゐるが、之はどの程度の重要性を持つかは目下は不明である。

一體天然に噴出する瓦斯中には遊離酸素は存在せざるか、或は存在するとしても極めて微量である。(1)深い地下からの水中に遊離酸素のないことは既に 18 世紀の末、英國の G. Pearson によつて認められ(2)筆者も亦之を確かめるやうな測定を行つたことがある。(3)火山瓦斯中に見出される遊離酸素については其の初成的存在は疑はれてゐる。(4)勿論火山瓦斯、地球深部に於けるその存在可能性は認められてゐないでもないが、果して遊離状態のまま地表迄持ち來らされるか否かは別の問題である。(5)

本邦各地の天然瓦斯を廣く採集分析せる、山田延雄、山口文之助兩博士、加納嘉彦海軍中佐等の報告に就いて見るも酸素を著量に含むものはなく、多くは 1% 以下で最も多いもので 12.6% である。此の 12.6% を含む天然瓦斯は、窒素は酸素の 4 倍よりも遙かに多く、従つて此の酸素が空氣混入の爲でないと否定することは出来ない。(6)尙ほ三氏の報告中に窒素が酸素の 4 倍よりも少い天然瓦斯もあるが、夫等は何れも酸素の含量が少なく、分析の操作等より考へて該天然瓦斯中に酸素が初成的に存在したか否かの斷定は困難である。

以上の如く考へる時は江川瓦斯の如く多量に酸素を含むものの起源については大氣と密接な關係あるものとして考察を進めることが當を得て居るものと思はれる。然らばその發生の機巧を如何に考へるべきか、之に關する確定的な斷定は下し得ないが、種々な點より推して吾々は差し當り二つの異なる機巧を假定して見た。その第一は水溫の變化に基く水中溶在空氣の溶解度減少に由る瓦斯放出であり、其の第二は空氣が直接機械的に他の地點で地下水中に巻き込まれ、江川に於て地下水が湧出する際に放出されるといふことである。

先づ第一の考へ方について説明する。江川の湧出水溫が冬季に高温となるのを、夫れよりも尙若干高温の地下水があつて、之と、附近を流れる吉野川の低温な水が地下に滲透したものが、混合する爲めと考へるとすれば、寒暖 2 種の水が混合する際に溶解する空氣の一部を放出することもあり得る。

吉野川の水溫については定期的に觀測されたことを聞かない。然し他の河川の水溫とその附近の

(1) Burrell: The recovery of gasoline from natural gas. (1925). p. 75.
(2) W. Vernadsky; La géochimie (1924), p. 50.
(3) 氣象集誌. II, 13 (昭和 10 年) 274.
(4) W. Vernadsky: l. c. p. 139~140.
(5) W. Vernadsky: l. c. p. 51~52.
(6) 航空研究所報告 6 號(1923) 171, 13 號(1926) 347, 日本化學會誌 47 帙(1925), 13. 尙ほ朝比奈, 泉: 燒山火山調査 氣象集誌. II, 15 (昭和 12 年) 519 頁參照.

氣溫との觀測値を比較すれば大差ないことが多いから假りに徳島の氣溫を以て吉野川の水溫に代理せしめても大差ないものと考へられる。本邦各地の河水溫度と氣溫との比較については、關和男、久保時夫兩氏(1)、須田皖次、關和男兩氏(2)、倉茂英次郎氏(3)、上野益三氏(4)、吉村信吉氏(5)、小松三郎氏(6)、山田正二郎氏(7)等の調査にかかるものを見ても、特殊の場合にはその差が 10° 位になることもあるが、概して氣溫と大差ない。殊に四季を通じての變化は氣溫と略並行して居るが、夏期或は夏半期には氣溫の方が稍高く、冬期或は冬半期には氣溫の方が稍低くなることが多い。前記諸氏の報告及び筆者の些少な經驗によれば氣溫との差は概して云へば下流よりも上流の方が著しい。(8) 一例として上掲の須田、關兩氏の報告より昭和 6 年の年平均水溫及び氣溫を、倉茂氏の報告より昭和 7 年の年平均水溫及び氣溫年報より同年の年平均氣

溫を引用すれば第 2 表の如くである。吉野川の水溫及びその觀測點附近の氣溫については森主一氏が同河川産の生物殊にプランクトンの調査(9)に當つた時に附隨して測定されたものがある。(昭和 9 年 8 月, 昭和 11 年 1 月, 4 月, 7 月, 8 月, 辻, 川島, 名田, 第十, 池田, 吉野川河口附近等)

兎に角差當り前述の如く徳島の氣溫を吉野川水溫の代りとして江川の湧出水との比較を圖示すれば第 3 圖の如くである。(10)

大氣(乾燥分壓 760 mm)と平衡にある酸素及び窒素の溶解度を、多くの測定者の値の内から Fox のものを採用すれば第 3 表の如くである。(11)假りに、

第 2 表

河川及び該當測候所	昭和 6 年水溫及び氣溫	昭和 7 年水溫及び氣溫
{川 棚 川	16.6	15.7}
{長 湫 川	15.7	15.3}
{大 湫 川	17.0	16.1}
{宮 崎 川	17.3	16.5}
{旭 川	15.2	15.3}
{岡 山 川	14.6	14.4}
{廣 瀬 川	11.5	11.5}
{前 橋 川	12.9	13.4}
{荒 川	14.4	15.4}
{熊 谷 川	13.2	13.6}
{荒 流 川	12.4	12.5}
{荒 流 川	12.4	12.6}
{秩 父 川	14.8	14.3}
{鬼 宮 川	12.2	12.7*}
{宇 都 川	8.7	9.0}
{裾 花 川	11.2	11.3}
{千 曲 川	11.6	12.0}
{犀 川	10.9	11.2}
{長 野 川		12.8}
{北 上 川		11.3}
{石 卷 川		11.2}
{最 上 川		11.2}
{山 形		11.2}

* 6 時と 18 時との平均

單に江川の水の夏の低温から冬の高温に至る溫度差だけ水が温められるとすれば水 11 につき約

(1) 關和男, 久保時夫: 海洋時報 2, 480, 682, 昭和 6 年.
(2) 須田皖次, 關和男: 同上 3, 705, 昭和 7 年.
(3) 倉茂英次郎: 氣象集誌. II, 12, 1, 昭和 9 年.
(4) 上野益三: 陸水學雜誌, 1, 11, 79, 昭和 6~7 年.
(5) 吉村信吉: 海と空, 16, 187, 昭和 11 年.
(6) 小松三郎: 氣象集誌. II, 11, 217, 昭和 8 年.
(7) 山田正二郎: 陸水學雜誌, 6, 116, 昭和 11 年.
(8) 朝比奈, 水野, 岡: 氣象集誌. 第 II 輯, 9, 6 頁 (昭和 6 年).
(9) 森主一: 陸水學雜誌, 6, 157, 昭和 11 年, 7, 158, 昭和 12 年, 8, 22, 昭和 13 年.
(10) 徳島の氣溫は月平均を採用し, 圖中毎月 15 日の所に記入した.
(11) C. J. J. Fox, Trans. Farad. Soc., 5, (1909~10), 68.

5 cc (標準状態) の空気を放出すべき勘定になる。然し乍ら若し高温の地下水が低温の地下水と遭つて冷却されれば、兩者共に空気で飽和してゐると假定して、高温の水について云へば冷却の結果未飽和になり、低温の水は加温されて過飽和となるわけであるから結局混合した水は果して空気がよつて過飽和又は不飽和の何れかは具体的に調べて見なければ判らない。

今、温度 T_1, T_2 ($T_1 > T_2$ とす) の水を夫々 m l, $(1-m)$ l 混じ、温度 T の水 1 l を得るとすれば、水の密度及比熱を 1 として

$$(T_1 - T)m = (T - T_2)(1 - m) \quad \text{即} \quad T = m(T_1 - T_2) + T_2$$

又 T_1, T_2 に於ける水に対する瓦斯の溶解度を夫々 c_1, c_2 (cc/l) とし、之等の水を夫々 m l, $(1-m)$ l 混ぜる時、混合水 1 l 中の瓦斯の濃度を s (cc/l) とすれば

$$s = mc_1 + (1 - m)c_2 \quad \text{即} \quad s = m(c_1 - c_2) + c_2$$

以上兩式より同一 m に對する s と T との關係を求めれば

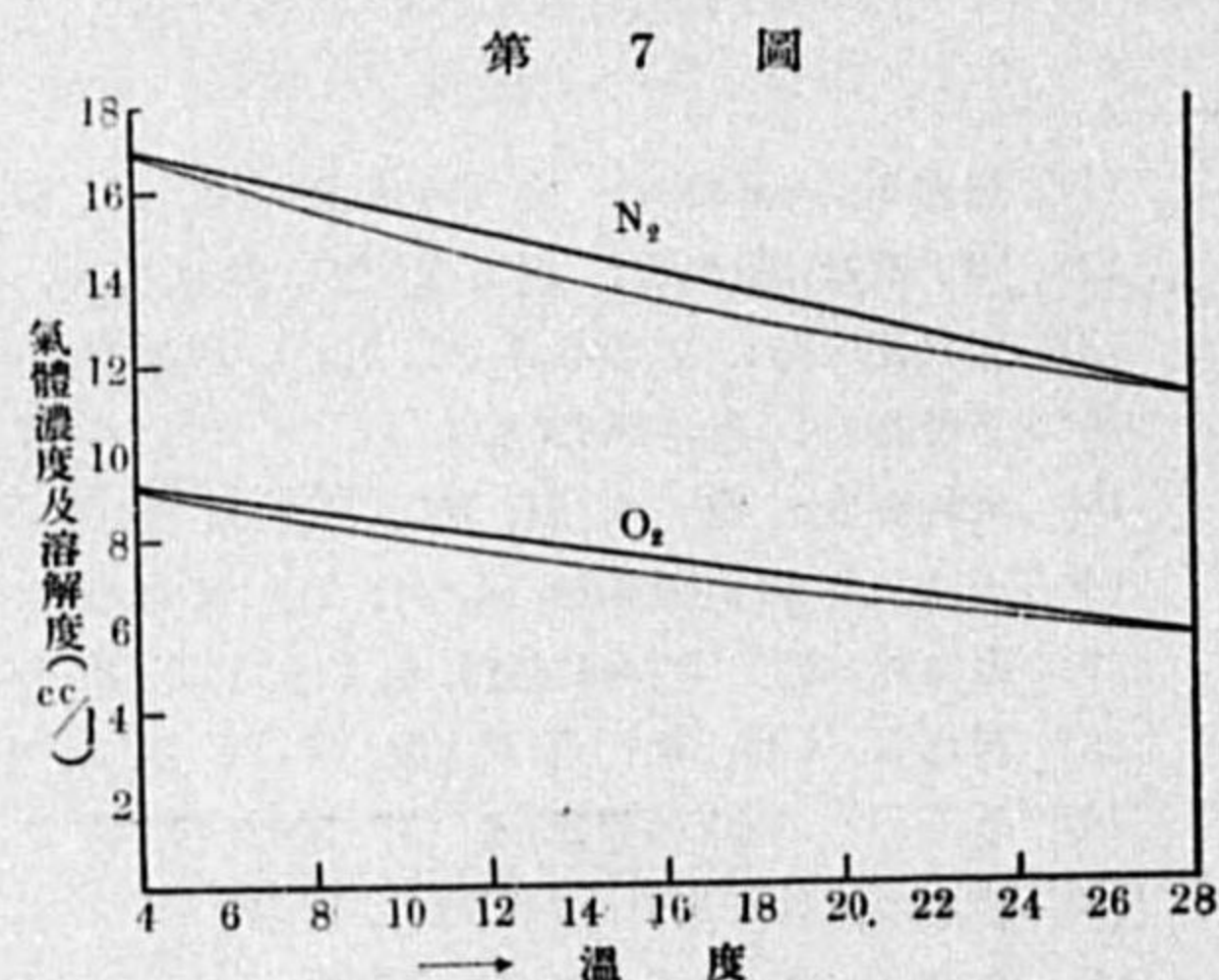
$$s = T \frac{(c_1 - c_2)}{T_1 - T_2} + \frac{c_2 T_1 - c_1 T_2}{T_1 - T_2}$$

となり s と T とは一次の關係にある。即ち瓦斯で飽和せる寒暖 2 種の水を混じた時の瓦斯の濃度は温度に對して直線關係になる。一方、水に飽和せる瓦斯の濃度即ち溶解度は温度に對して直線とはならず上向に凹の形をとるから、兩者の差に相當する丈の瓦斯が過飽和となる。此の $s-T$ の式に第 3 圖の値から江川の水温と徳島の月平均気温とを考慮に入れて假りに $T_1 = 28^\circ, T_2 = 4^\circ$ とすれば、

酸素に對し $T_1 = 28^\circ, T_2 = 4^\circ, c_1 = 5.75, c_2 = 9.26, s = -0.1462T + 9.84$

窒素に對し $T_1 = 28^\circ, T_2 = 4^\circ, c_1 = 11.25, c_2 = 17.02, s = -0.2404T + 17.98$

となり、之等の $s-T$ 直線を圖示すれば第 7 圖を得る。圖中の曲線は Fox の値を採用した溶解度曲線であつて之等により $T_1 = 28^\circ, T_2 = 4^\circ$ の中間の s の値と瓦斯の溶解度との差を求めれば、 $T = 20^\circ$ で 0.9 cc/l 位となり可なり小である。瓦斯の溶解度曲線は上向きに凹であるが此の程度の範圍では直線に近いものであることから見ても、此の事は當然と云はねばならない。此の過飽和量は可なり小さく現場に於ける事實



第 3 表

温度	溶解度 cc/l	
	N ₂	O ₂
4°	17.02	9.26
8°	15.3	8.40
12°	14.45	7.68
16°	13.45	7.08
20°	12.59	6.57
24°	11.86	6.14
28°	11.25	5.75

の説明としては、量的に不充分であるかとも思はれるが、江川湧水温度が上昇し、徳島の気温より高くなつて未だ気泡の放出が起らないことから見れば、或は地下に氣體が漸次蓄積せられ、ある量に達して後放出を開始するものとも見られる。上述の議論には、種々の假定をしてあつて、夫等は必ずしも一々斷つてはないが、結局、湧水量と瓦斯放出量とが夫々大體測定されれば、此の議論の適否判定に資すると思はれる。尚ほ上に考へた寒暖 2 種の地下水の中高温のものを温泉成は鑛泉が水位等の關係から冬期のみ地中の深所より來たものとすれば、酸素を含むことが考へ難いから(窒素は存在し得る)此の場合には上述の式 $s = T \frac{c_1 - c_2}{T_1 - T_2} + \frac{c_2 T_1 - c_1 T_2}{T_1 - T_2}$ は酸素に関する限り、 $c_1 = 0$ とおいて、 $s = T \frac{-c_2}{T_1 - T_2} + \frac{c_2 T_1}{T_1 - T_2}$ となり、放出する瓦斯中には酸素が存在し難くなつて事實と合はない。

或は地下に温い岩石、土砂等の層を考へ、之に吉野川より地下に滲透した低温の河水が接觸して加温されて高温な湧水となるとすれば、前頁に述べた如く若干の溶在空気を放出し得るが、冬期に熱源、夏期に冷源として働く岩石、土砂等の層を考へることは實在性に乏しいやうである。

氣體を放出するのは單に温度差のみでなく水と平衡にある空氣の壓の變化によつても起り得るわけであるが、江川に於て此のことが具体的に如何に考へらるべきかは未だ明かになし得ない。⁽¹⁾

以上に述べた温度差等による氣體の放出の説明は、之に關聯して江川の水温變化の異常を同時に説明するに未だ不充分である。寧ろ水温の異常變化から氣體の放出を説明せんとするものである。

次に上述の第 2 の考へ方について敷衍する、吉野川の水位及び流域地下水の水位が年 1 回の週期を以て上下し、その際或る條件の下で大氣が地下水流に機械的に巻き込まれ、それが江川等に於て湧水する時に放出されることが考へられる。⁽²⁾之について江川附近の井水或は吉野川の水位觀測値が得られない爲、止を得ず水位を最も大きく支配すると考へられる吉野川流域の降水量を、徳島測候所及びその管内の南濱、大寺、石井、鴨島、川島、市場、脇、芝生、池田、^{カミミヤウ}上名、^{オイ}大枝、^{オノ}小祖谷、^{シロフンカイヤマ}一字、^{オロノ}川井、^{オロノ}下分上山、^{オロノ}鬼籠野の合計 17 個所の月總量の合計を以て表はし之を第 3 圖に毎月 15 日の所に記入し破線を以て結んだ。その變化を見れば、概して降水の多い時には江川の水温は下り、降水の少い時には上る様な傾向を示し、1 年を週期とする變化も同様である。之は水位の爲ではなくて直接降水の爲かも知れないが、今假りに水位を考へに入れて考察を加へて見る。

江川附近は、吉野川の往時の流路であつたが、此の附近各地一帯に互り流路は色々變化したものの如く、水成岩の種々の層があるやうである。従つて地下水は淺く豊富であると考へられるから一

- (1) 水底より氣泡の出る模様から見ても過飽和になつてゐることはどちらかといふと考へにくい。
- (2) 東京帝國大學理學部化學教室の理學士野口喜三雄氏の談によれば、長野縣諏訪郡豐平村長倉鑛泉(昭和 12 年 9 月 26 日、水温 17.0° 気温 15.6° pH 6.4)に噴出する瓦斯は炭酸 1.8% で殘餘は窒素と酸素とが 4:1 に近い割合で含まれてゐるといふ。江川瓦斯に組成がよく似てゐるので、それ等の噴出機巧が兩々相俟つて明かになし得れば興味あることと思はれる。

般の地中温度が深さと共に變化するやうにはなつてゐないで、河水が地中に滲透せる時にもさまで温度の變化がない、而して夏期の比較的高温な河水が地下で若干の冷却をうけるのみで冬期になつて湧出し、夏期の河水が地中より湧出するとも考へられる、或は夏期には吉野川流域一帯に降水が多く、河の水位も高まるのであるから江川附近より南方一帯にある急峻な 1000 米位の山地より供給される低温な地下水の湧出が考へられる。(1)冬期減水期には此の低温な地下水の供給がなくなり、その通る地層に空気が置き換り、それを巻き込んだ高温な地下水が気泡を放出しつつ湧出するものと考へたならば水温の異常變化と瓦斯の多量な放出とが説明出来はしまいか。

之に關聯して興味ある事實がある。江川の下流、省線鴨島驛の東北東 1 軒強の笠井某氏經營の養鱒場に於て、之に引いてある江川の水流が弱く夏には養鱒に對する最高限度 25° よりも水温が上昇する惧がある。よつて地下水を補ひとして水温を低下せんが爲井戸を掘鑿した所、何處を掘つても 20~25 cm の厚さのコンクリートより稍軟い位の堅き岩板につき當り、それを打抜いた所、その下層に流水があるらしきも、湧出せず却つて養鱒池より水が之に流れ込むといふ結果になつた。結局は此の爲養鱒池の水の新陳代謝を盛にして水温上昇を防ぎ得たといふ。

以上の第 2 の考へで説明せんとすると、類似の現象が未だ他にも相當にありそうに思はれる。(前頁脚註 (2) 参照)。筆者は第 2 の考へ方によつても未だ充分に説明されたとは思はない。唯、今迄の所では冬期間に湧水温度上昇後暫くして噴出し始め、水温が春先き低下し始めると共に噴出を止める瓦斯が他の多くの天然瓦斯とは異り、殆ど空氣と異らざる組成のものであることを確め得たので、此の事實と矛盾せざる範圍に於て異常現象の機巧を考へて見たのである。

江川、吉野川等の水質の調査を中央氣象臺氣象化學掛に於て行つたものがあるが、之は採水期間も短かく本問題解決に對し未だ充分な資料とはならない(第 4 表)。概して吉野川の水は江川の水

第 4 表 江川及吉野川の水の分析値(抄)

採水時日 (昭和 13 年)	氣温	水温	酸度 (フェノルフ タレイン) CaO	アルカリ度 (メチルオ レンジ) CaO	pH	Cl ⁻	SO ₄ ⁼ S	Si	Ca	全 残 渣	採 水 地
月 日 時 分 I 17 14	7.4	21.0	5.9	22	6.4	2.6	2.9	2.8	7.35	47	江川
IV 19 12 10			2.4	20	6.4	7.8	2.8	2.8	9.29	—	江川水源地
IV 19 12 03			4.2	16	6.3	2.8	6.8	2.4	10.49	—	井水(第 8 圖 ⑨ の井戸)
IV 24 ...	20	22.4	2.6	22	7.2	2.0	1.7	1.8	7.55	—	吉野川(阿波郡柿島町知恵島和平須賀渡)
IV 24 14 53	20	16.2	6.4	24	6.3	3.4	3.7	2.1	17.37	—	江川水源地

表中酸度はフェノルフタンを指示薬として 0.01 規定苛性ソーダを以て、アルカリ度はメチルオレンジを指示薬として 0.1 規定鹽酸を以て滴定せる値を當量の CaO の mg/l に換算せるもの、Cl⁻, SO₄⁼, S, Si, Ca, 全残渣は何れも mg/l 單位。

(1) 此の山地と江川との中間にある井戸或は湧泉の水温分布を充分調査すれば此の間の消息を明かになし得る可能性があるが、今迄の所井水の水温調査は未だ江川の附近だけである。それによると(第 4 圖)江川から遠ざかり南方に行くに従ひ必ずしも夏期低温になつてはゐない。併し山岳地帯から供給する地下水が井水には湧出せず、往時の吉野川の深淵部を通じて江川に湧出すると考へれば差支ない。

よりも含有成分少く、pH は少し高いが、兩者に大きな差が認められない。

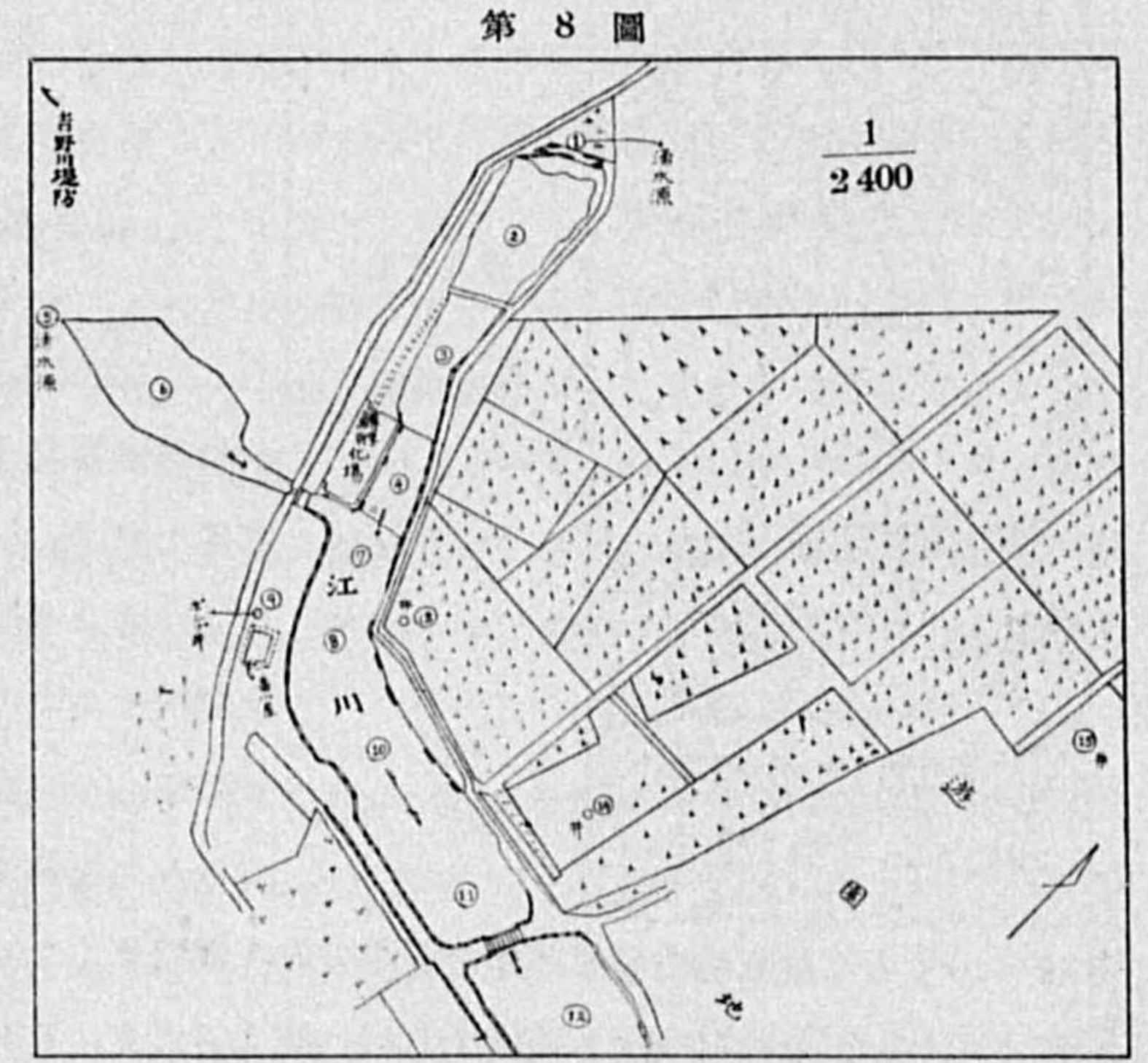
附 記

(I) 曾つて中央氣象臺が存在した宮城内舊天主臺南下に黄金水といふ井戸があつて、2 月には最低となり平均 6~8°, 10 月には最高となり平均 10~14° の水温を示し、冬は氣温よりも高く夏は低い、然かも盛に汲み出しても温度に變化が殆どないといふ。(1)此の井水の水の年變化は江川に於けるものとは趣を異にするが、氣温との差については似てゐる。井水の夏期の低温について、藤原技師及築地技師より夫々有益な御高教を賜はつた。このことは筆者の深謝に堪へざる所である。之等に基いた見方を上述の吾々の憶説に加へて今後の調査を行ひたいと思ふ。

(II) 友人理學士四宮知郎氏は本年 4 月上旬江川の西方 5 km 餘の市場町に歸省の途中、江川及び附近一帯の様を詳しく調査して吾人の參考資料として提供せられた、その勞と好意とに對して深甚の謝意を表するものである。同氏の手記を次に記そう。

當日(4 月 7 日 9~14 時)養鱒池は盛に氣泡を噴出しつつあつた。その噴出速度等は明かでは

ないが、(第 8 圖参照)目測の比較により ⑧ の池は噴出が最も盛で、③④⑥⑦⑩ 等之に次ぐことを認められた。江川の遊園地内の各池は多少とも噴氣をなし、湧水源の一である ⑤ に於ても湧水に伴つて常に氣泡の出るのを認めた。(2)氣體放出の狀況は池底各所より間歇的に上昇するのであつて、ビール、サイダー等の壺を開栓せる時の如く水の内部より泡の出ることは全く認められなかつた。之は傍に在つて養鱒に従事する係員の言によつても裏書きされる。試みに池底を竹竿を以て突く



と忽ち多數の氣泡の上昇を見、暫時にして其の量は減退する。恰も沼泥を突いてメタンガスを得る時の如くである、かかる方法で園内各所の池、井を試みると總て氣體の上昇を見る、井戸では ⑬ が最も著しく ⑭ は溜り水で湧水もなく殆ど氣泡の發生を見ない。又遊園地の西より北東にわたつ

(1) 氣象集誌 第 14 年(明治 28 年)2 號 60 頁, 4 號 190 頁。六笠八五郎氏論説井水の水の温度。
(2) 第 8 圖の ② が氣泡を出さないのは池底をコンクリートにした爲であつてその前には、氣泡も湧水も盛に出た。又 ⑥ も以前は盛に活動したが、次第に衰へたのである。

て吉野川の堤防があるが、之を越へて河床に下り、之を流れてゐる同川の傍流に於ては礫に藻の附着あるを見たが、此の所では氣泡の發生を見ない。

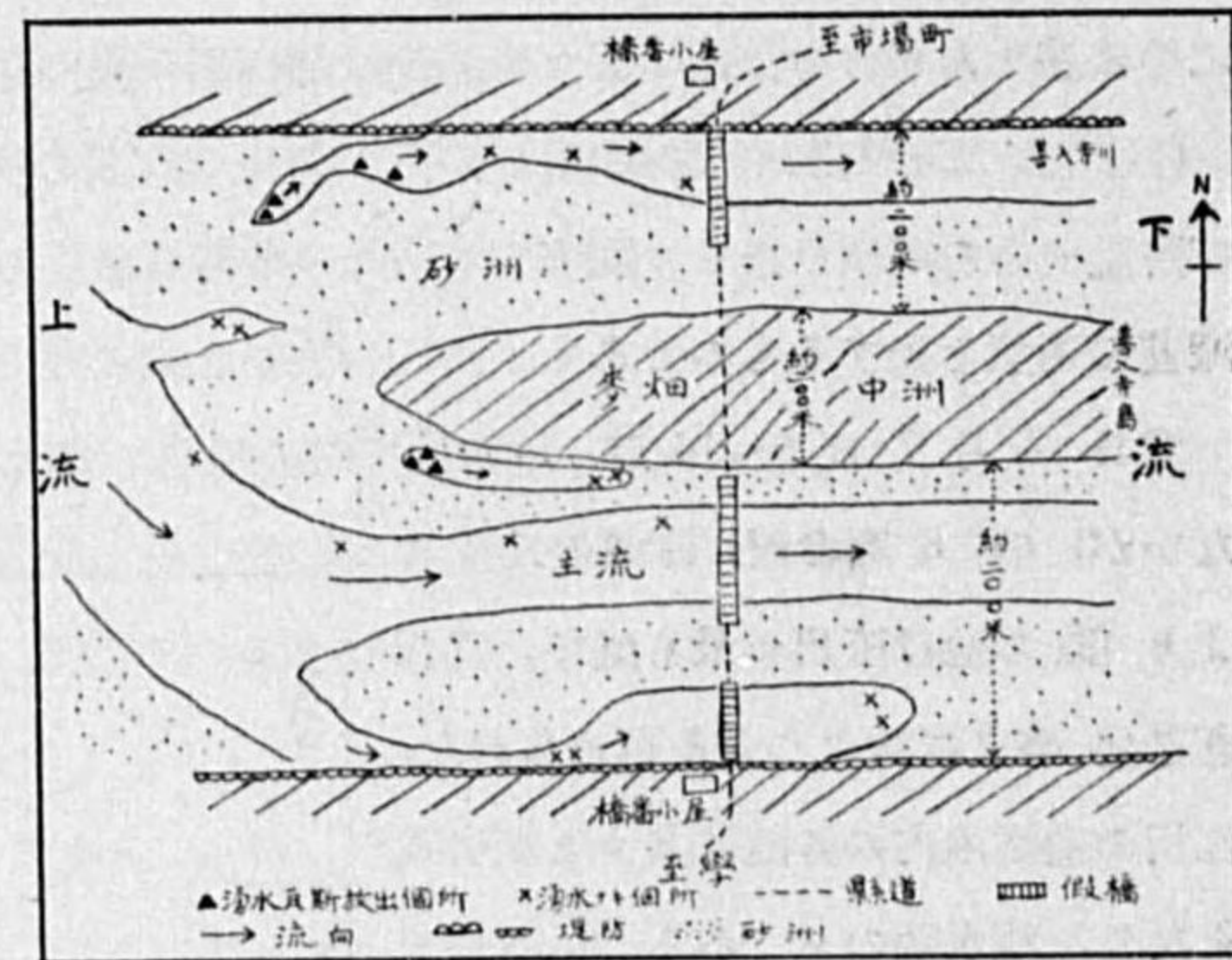
江川の湧水は次第に集つて吉野川に並行して流下し鴨島附近に於ては幅及び深さ夫々約 30 m 及び 3 m の河となつて流れてゐる。

江川に類似せる瓦斯發生は同所より略正西 4.9 km 距つた吉野川の川床、即ち學島村と市場町とを連絡する縣道が吉野川を渡る地點に於ても見られる。今、その地點を示す爲に陸地測量部五萬分

第 9 圖 (1)



第 9 圖 (2)



一地形圖德島十二號の川島の一部と、同じ場所を四宮學士が 4 月 9 日 14~16 時に見取られた圖とを掲げる (第 9 圖 (1) 及び (2)). (1) 此の場合にも氣泡は湧水個所に於てのみ見られ、竹竿を以て河底を突けば多量の氣泡が一時に上昇する。湧水なく單に河水の流れのみの場所では氣泡の發生なきは勿論であるが、竹

竿についても、微氣泡の發生若干を見るのみで瞬時に止む。

以上のことから放氣狀況を概括すれば、池に於ても、井戸に於ても、河床に於ても湧水には殆ど例外無しに氣泡を伴ふ。氣泡の自然上昇をなす模様を見るに間歇的である。即ち水底の土砂の間に氣泡が蓄積して、ある限度を超えると一時に放出されるやうに見える。水底を突く時にも一時に多量の氣泡を放出し暫時にして減退する、之は水底を突くことによつて蓄積が破られる爲と見られる。單なる溜水又は目測にて水が幾分土砂中に吸込まれる如き感ある所では氣泡の放出を見ない。

(1) 之は既に記した如く (324 頁)、俚稱善入寺川である。善入寺川の南方にある大きな吉野川中洲を俚人は善入寺島と呼ぶ。

土壤凍結層の觀測に就いて

附、山梨縣船津附近の凍結

朝比奈貞一、木下鍊藏

序

土壤は冬季極寒の地に於てかなりの深さ迄凍結する。土壤凍結はそれにより惹起される農作物、樹木、土木建築工作物、或は上水道管等の被害を考へる時はその深さを觀測することは重要な事項の一である。凍結を支配するのは主として低温であるが含水量の極めて小なる土壤には凍結は起らない。而して低温によつて起る凍結の深さは、之を気温より推算することはあまり容易なことではないやうである。土地を掘り返して之を實測すれば最も確實であるが、時と所によつて種々の不便を伴ふ。(1) その二、三をあげれば、(1) 硬く凍結した土壤を掘り返すことは場合によつては尠からぬ勞を伴ふもので殊に深さ 1 m を越ゆる時には測候機關の現狀に於ては殆ど不可能である。(2) 寒氣激しき時期には掘り返してゆくに從ひ不凍結層が直ちに凍結してしまふ。(3) 一旦掘り返した土壤は之を埋めても自然の狀態に迄もどるのには若干の時日を要する。従つて一寒候季を通じて諸所を掘り返さねばならぬ。

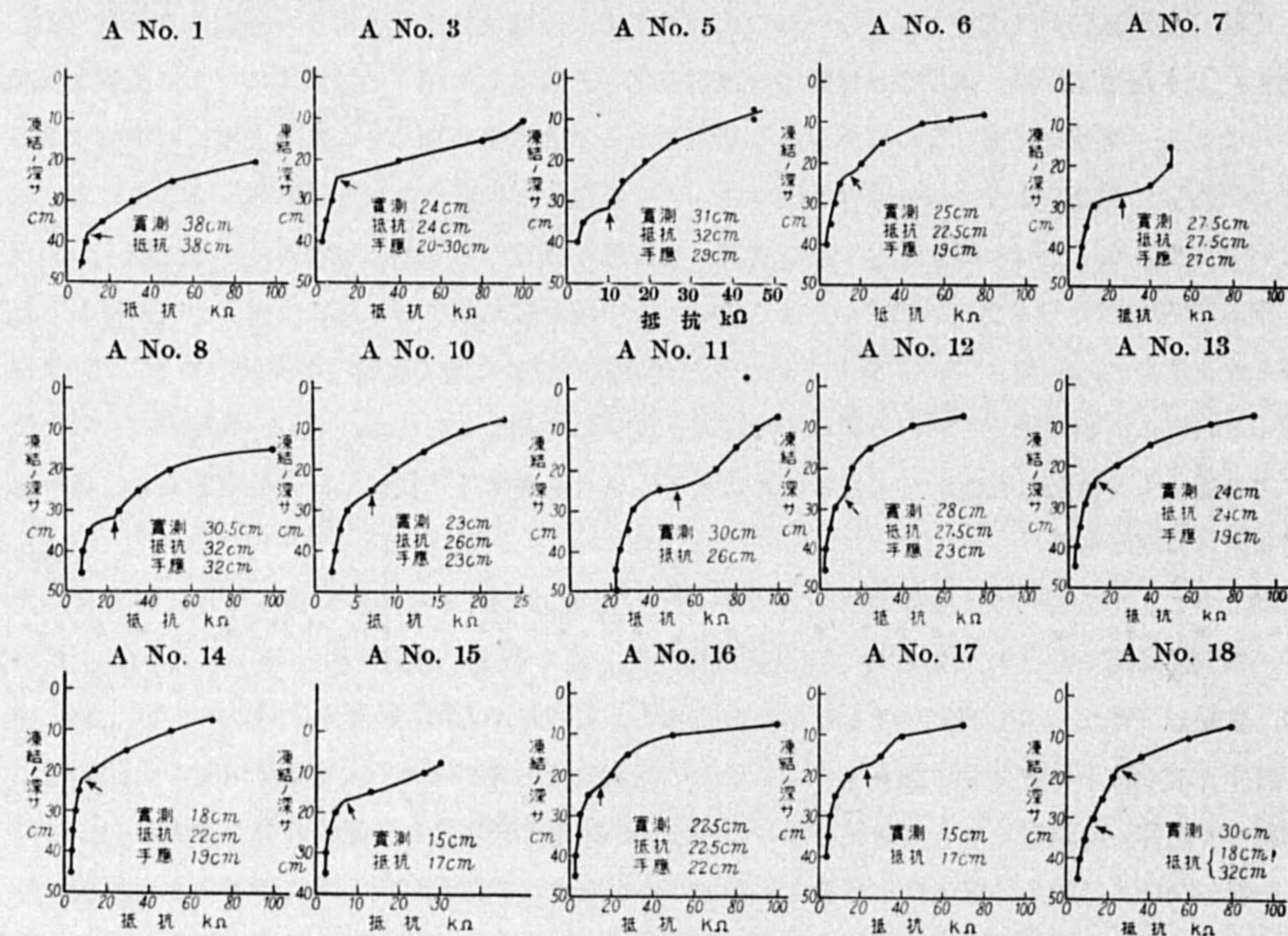
以上のことから考へて土地を掘り返すことなくして凍結の深さを測定し得るならば好都合である。各測候機關で行はれてゐる地中溫度觀測結果より或る程度の推定をなし得べしと考へられるが、氷點以下になつても凍結が起らないことがあるから (表 A No. 18, No. 19, No. 22, No. 24 の鐵棒先端の地中溫度参照)、溫度そのものからの推定は不正確である (2) 或は地中溫度の時間的變化を調べて何等かの消息を知る可能性もないではないが結果を得る迄に若干の時日を要する。

土壤が凍結する際には電氣抵抗が著しく増加することは、門脇関郎氏と共に筆者の一人が報告した實驗結果の示す如くで、その實驗は土地を掘返すことなくして凍結の深さを測定する方法として

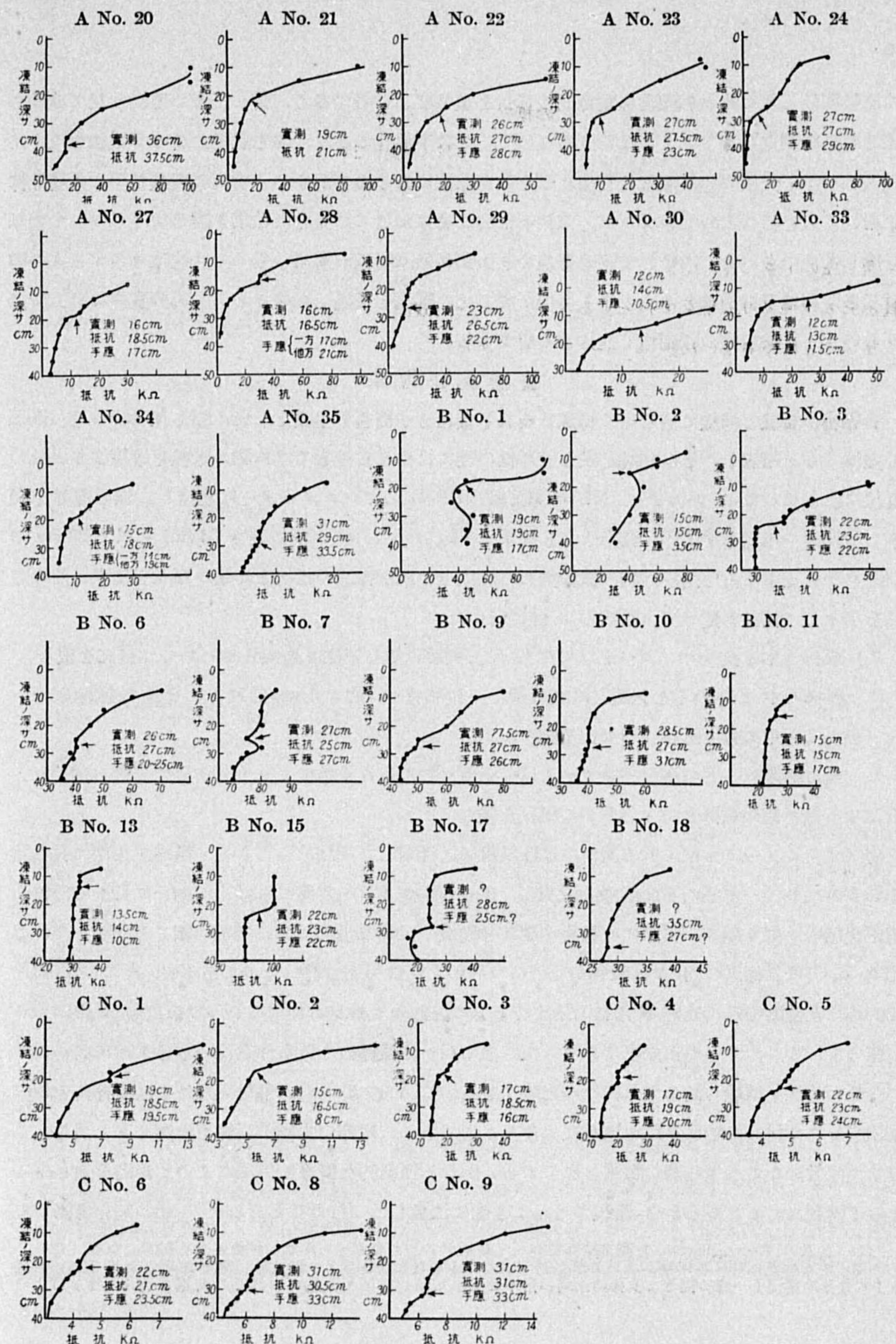
(1) 小林清次氏は北海道帯廣に於て土地を掘返して凍結觀測を行はれた。産業氣象調查報告 5 (1937), 1-11.

(2) 此の際気温は氷點下であつたが、此の地中溫度測定にはその影響はないであらう。

此の電気抵抗法を用ひ得べきか否かを見ることを主たる目的として居たのである。(1)此の問題は期せずして別に畠山技師により實地の観測として同氏が豊原に在任中に於て施行せられ、(2)同氏の現場観測及び筆者等の實驗と兩々相俟つて充分の實用性あることが示されたわけである。兩者の使用した装置には若干の差異があり畠山氏はミリアンメーターと電壓既知の乾電池とを、筆者等は4.5Vの乾電池を自藏するラヂオ用サーキットテスターのオームメーターを使用した。併し直流電源と電流計とを組合せて使用する點では兩者に根本的な差異はなく、土壤中に埋設せる電極に偏極作用の起ることは、何れにしても避け難い所であるが、そのことによる測定の不正確さは凍結、不凍結の兩状態を抵抗の變化より推定することに對して殆ど障碍とならない。(3)唯筆者及門脇氏の實驗した所によると、水分の特に少い土壤は凍結も充分起らないが、また抵抗の變化も著しくなく、又、鹽分を多く含む土壤は凍結はするが抵抗の變化が著しくなく従つてかかる場合に限り電気抵抗法が採用出来ない。移動することなき測候機關に於ける観測の目的には畠山技師の行はれたやうに豫め適當な電極を種々の深さに埋設しておいて土壤が自然の状態に落ちついてから抵抗観測を行ひ、表層



(1) 朝比奈, 門脇: 氣象集誌. II 輯, 15 (1937), 320.
 (2) 氣象集誌. II 輯, 15 (1937) 316.
 (3) A. N. Silbermann, A. P. Ljubimoff, A. P. Baschenowa は交流を用ひ、Bridge で土壤の電気抵抗を測定し、之によつて凍結及び融解の測定を行つた。Journ of Geophys. 5 (1935), 15. Leningrad.



の凍結開始と共に時々各深度の電極間の抵抗を讀めばよいのである。併し任意の地點に於て凍結の深さを隨時測定しやうとするならば斯の如くしては不都合である。即ち現場に於て2電極を土中に挿入しつつその極間の電氣抵抗を讀み取る如き方法に依る必要がある。前回の實驗の際にも眞鍮棒を用ひて之を行つたのであつたが、凍結不十分な東京に於ては充分な結果を得るに至らずして寒季を逸したのであつた。幸にして岡田臺長より山梨縣船津附近が東京の近くでは適地なるべしとの御教示あり同地及び同地を中心とする各地に於て此の觀測を實施したのであつて岡田臺長に負ふ所尠くないことは筆者等の深謝措く能はざる所である。

装置及び方法

前報告の實驗と同様に成る可く特殊な器具を使用せず簡易を主眼とした。即ち徑 16mm 長 55cm の鐵棒2本を用意し、その先端を尖らせ、他の端には小孔を穿ちて之に銅の電線を熔接する。此の電線は之をサーキットテスター (NEIC Model TRP-2) のオームメーターに連結し、豫め零點を調節して測定用の意をする⁽¹⁾。鐵棒は之を重さ 2.8 kg のハンマー (柄の長さ 72 cm) を以て 20 cm の間隔をおき土中に打ち込み、時々鐵棒突入の深さと、兩鐵棒間の抵抗との讀み取りをなす。その方法を少しづつ模様を變へて大體次の3様に行つた。

- A. 鐵棒2本を交々ハンマーを以て打ち、殆ど同時に等しい深さ迄突入せしめつつ抵抗を讀む。
- B. 鐵棒の中1本のみを先端を地表に押しつけて支へ (約 0.5 cm 位入る)、他方の鐵棒をハンマーを以て土中に打ち込みつつ抵抗を讀む。
- C. 始め鐵棒の一方のみをハンマーを以て土中に打ち込み手應により不凍結層に先端が達せりと推定せる後、他の鐵棒を打ち込みつつ抵抗を讀む。

尙ほオームメーターは1回の測定中は終始鐵棒と連結し、閉路にして置く。鐵棒が土中に打ち込まれるに従ひメーターの示度は漸次減少し、多くの場合或る一定値に近づくが如くに見える。毎回測定後現場を掘り返し、實際に凍結層の深さを觀測して電氣抵抗による推定の深さと比較した。上記 A, B, C の三様式の内 A は最初から行ひ B 及び C は後から行つたのであるが、A 及び C は比較的施行が容易であつたが B は打ち込まざる方の鐵棒の支持し方如何によつて抵抗値が fluctuate し勝ちで、やりにくいのが缺點である。但し之で行へば鐵棒打ち込み作業は一本分だけでよい。

此等の方法を試験し始めて數回行つた時 (主として A によつて)、氣付いたことは鐵棒の先端が凍結層を打ち抜いた時に急に手應が軽くなることである。鐵棒の先端が石塊等に突き當り居らざる限り之は當然なこと乍ら若し觸感を以てする、かかる原始的な簡單な方法によつて目的を達し得るならば便利なことであるから、爾後つとめて手應に注意しつつ行ふこととした⁽²⁾。此の點を考慮して

(1) 通常の Earth-Tester を測定範圍を變へて使用することも考へられるが装置が少し高價になる。
 (2) 筋肉感覺に訴へる手應があまり原始的で不安であるならばショア-硬度計の如き原理を利用するか、或は一定重量の重錘を一定の高さより棒の上端に落下せしめた時の棒のメリ込みの深さの測定を行ふかすればよいであらう

(A) 鐵棒2本を同時に打込む方法

番 號 觀 測 日 時	1 2月13日 9時20分	2 同左 10.00	3 同左 10:10	4 2月16日 15.20	5 同左 16:25	6 同左 16:45	7 2月18日 10:50	8 同左 11:15	9 同左 11:40	10 同左 14:30	11 同左 14:50	12 同左 15:20
深 さ (cm)	抵 抗 (KΩ)											
7.5	∞	80	100<	100<	45	80	100<	100<	24	23	100	70
10.0	11.5 cm 100<	70	100	90	45	50	100<	100<	20	18	90	45
15.0	100<	45	80	70	26	30	50	100	19	13	80	25
20.0	90	38	40	39	19	20	50	50	9.5	9.7	70	16
25.0	50	26.5 cm 26	—	29	13.5	10	40	35	7.8	6.8	43	13
30.0	31	13	7.0	20	11	6.6	12	25	6.5	3.9	30	6.7
35.0	16	5.4	4.6	13.5	3.8	4.8	8.3	11	5.3	3.2	28	4.3
40.0	8.5	3.6	3.3	9.4	2.6	3.8	6.4	8	4.7	2.4	24	3.3
45.0	5.6			7.7			5.4	6.7	4.2	2.1	22	2.7
50.0				6.5							22	
深さ5cmの 地中温度 鐵棒先端の 地中温度 實測の深さ (cm)	96.1	97.5	0.4?	—	0.0	0.4?	0.1	0.4	0.5	0.0	99.0	99.5
凍結層 抵抗による 深さ (cm)	0.0	—	—	—	0.3	0.5	0.6	2.0	1.0	0.0	0.0	0.0
手應による 深さ (cm)	38	27.5	24	50<	31	25	27.5	30.5	11	23	30	28
備 考	38	33.5(1)	24	?	32	22.5	27.5	32	16(1)	26	26	27.5
(○ … 日向 ● … 日陰)	—	—	20~30	—	29	19	27	32	—	23	—	23
	●	○ ⁽¹⁾	○●	●	○	○	○	●	○	午前○ 午後●	●	○
				18 cm 石塊あり							7.0 cm	

(1) 黍稈埋藏

上記の C 法のやり方を試みたのである。即ち電氣抵抗測定には必然的に2本の棒を必要とするから先づその1本を打ち込みつつ手應を以て大體の凍結の深さを推定し、次いで他の1本を打ち込みつつ電氣抵抗を測定し、凍結層の終端近くなれば特に注意して少しづつ打ち込みつつ抵抗の讀み取りをなす。斯くして兩々相俟つて測定を行ふことによつて結果の正確を期することが出来るものと考へられたからである。

(A) 鐵棒2本を同時に打込む方法

番 號 觀測日時	13 2月18日 15:50	14 同左 16:10	15 2月19日 15:10	16 同左 15:30	17 同左 15:55	18 同左 16:15	19 同左 16:40	20 2月20日 15:20	21 同左 15:40	22 同左 16:00	23 同左 16:25	24 同左 16:50
深さ (cm)	抵 抗 (K _Q)											
7.5	90	70	30	100	70	80	90	100	100	100	44	63
10.0	70	50	26	50	40	60	70	100	90	100	46	40
12.5												
15.0	40	29	13	28	30	36	43	100	50	55	30	32
17.5												
20.0	23	14	4.7	20	14	22	30	70	22	29	20	23
22.5												
25.0	13	7.2	3.0	9	7.5	17	20	38	12	20	13.5	16
27.5												
30.0	8	5.0	2.3	5	5.6	13	14.5	24	8.5	13	6.3	4.8
32.5												
35.0	5.5	4.2	2.0	4.3	4.4	8.2	11	14	6.5	10	4.8	2.4
37.5												
40.0	4.0	3.7	—	3.4	3.9	6.5	8.5	13	5.1	8.3	4.0	1.9
45.0	3.2	3.2	—	3.1	—	5.5	6.0	7	3.8	7	3.8	1.6
50.0												
深さ5cmの 地中温度	99.7	99.9	1.8	0.8	0.0	99.6	99.6	0.0	0.0	99.9	0.0	0.0
鐵棒先端の地 中温度	1.2	0.0	1.0	1.1	1.2	99.1	99.1	1.8	2.0	99.4	0.0	99.7
凍結層 (實測の深さ (cm))	24	18	15	22.5	15	30	37	36	19	26	27	27
抵抗による 深さ (cm)	25	22	17	22.5	17	18(1) 32	?	37.5	21	27	27.5	27
手應による 深さ (cm)	19	19	—	22	—	—	—	—	—	28	23	29
備 考	●	○	○	●	●	●	●	●	○	●	○	○
(○…日向 ●…日陰)						5cm				4cm		

以上の如くして測定せる抵抗とその時の鐵棒の先端の深さとの關係を示せば A, B, C の 3 表の如くであつて、之を圖示すれば A No. 1~C No. 9 の圖 (一部省略) の如くなる。尙表の中には觀測日時その他にその時の地中温度を深さ 5 cm に於て測り、打ち込みたる鐵棒先端の地中温度を直ちに觀測し、併記しておいた。日向と日陰とは可なり近接せる地點に於ても凍結の深さに幾分の差があり前者の方が浅いのが普通であるから夫等の區別を記した。その他若干の事項を備考欄に記したが、氣象、天氣事項等の記載は繁を避けて全部省略した。凍結層の欄中、實測の深さとあるは掘

(A) 鐵棒2本を同時に打込む方法

番 號 觀測日時	25 2月20日 17:10	26 3月5日 15:45	27 同左 16:00	28 同左 16:15	29 同左 16:30	30 同左 16:50	31 3月6日 15:35	32 同左 16:00	33 同左 16:15	34 同左 16:30	35 3月14日 16:30
深さ (cm)	抵 抗 (K _Q)										
7.5	75	40	30	90	60	26	35	28	50	30	19
10.0	60	26 12cm	24	50	43	20	29	9cm, 23 10cm, 18 11cm, 14	40	22	15
12.5		20	18		35	16	20	13cm, 11	30	18	12.5 16cm
15.0	42	15.4 18cm	15	30	22	9.5	18	8.5	13	15	10
17.5		12	13	29	17	6.9	15		9	12.5	19cm
20.0	26	11 23cm	8	17 23cm	14	5.0	13.5	5.7	7.5	8	9 22cm
22.5		8.5		9.5	13					6.5	8
25.0	11.5	7.5	5.4	7	11	2.8	7	4.4	5.6	5.5	7.1 28cm
27.5											6.9
30.0	8	5.8	4.2	3.7	10	2.1	5.2	3.3	4.4	4.6	6.5 32cm
32.5											6.1 34cm
35.0	6.3	4.6	3.5	2.6	4.8		4.4	2.6	3.8	3.9	5.2 36cm
37.5											4.8 38cm, 4.3
40.0	5.4	4.0	3.0		2.7		3.7				4.0
45.0	4.5										
50.0											
深さ5cmの 地中温度	99.7	2.0	1.5	2.7	1.2	1.4	1.1	2.1	1.2	1.2	0.0
鐵棒先端の地 中温度	0.0	3.0	2.6	3.0	2.0	1.9	2.5	3.1	1.7	1.7	0.5
凍結層 (實測の深さ (cm))	20.5	15	16	16	23	12	17	10	12	15	31
抵抗による 深さ (cm)	26.5(1)	16(?)	18.5	16.5	26.5	14	22!	12.5?	13	18	29
手應による 深さ (cm)	19	13.5	17	一方17 他方21	22	10.5	16.5	10	11.5	一方14 他方19	33.5
備 考	午前● 午後○(1)	○	○	○	●	○(2)	●	○	○	○	●
(○…日向 ●…日陰)											

(1) 表面の融けた土 11 cm (2) 表面の融けた土 10 cm

返して實際に測定せるもの、抵抗による深さとあるは圖上より求めた推定値、手應による深さとあるは鐵棒打ちの際手應によつて推定出來た深さである。

觀測結果に對する考察

A 法による 35 回、B 法による 18 回、C 法による 9 回、計 62 回の觀測を行つたわけであるが、鐵棒の土中に浸入せる深さと電氣抵抗との關係を示す圖について見れば、凍結層と不凍結層と

(B) 一方を僅かに押へ付け (0.5 cm 位) 他方のみ順次に打込む法

番 観 測 日 時	1 3月5日 15:00	2 同左 15:35	3 3月14日 15:10	4 同左 15:30	5 同左 15:35	6 3月19日 13:10	7 同左 13:15	8 同左 13:25	9 同左 13:35	10 同左 13:40	11 同左 14:15	12 同左 14:20	13 同左 14:25	14 同左 14:35	15 3月19日 14:40	16 同左 14:45	17 同左 15:05	18 同左 15:15	
深さ (cm)	100 100 100	80 60 12 cm 60	90 80 9 cm 50 13 cm 60	45 40 40	70 60 50	70 60 50	85 80 80	45 40 40	80 70 65	60 47 42	85 cm 31 29 13 cm 26	20 20 12 cm 19 14 cm 19 16 cm 18 cm 20 cm, 18	40 32 12 cm 19 14 cm 19 16 cm 18 cm, 18 20 cm, 18	40 32 12 cm 19 14 cm 19 16 cm 18 cm, 18 20 cm, 18	90 80 80	70 70 70	70 70 70	40 26 24	39 35 32
抵抗 (Kg)	2.2 2.2 1.9 1.9	2.0 3.0 1.5 1.5	0.2 0.5 2.2 2.3	0.2 0.5 2.2 10.1	0.2 0.5 2.2 15(1)	0.8 1.7 2.6 2.7	0.8 1.5 2.7 2.5	0.9 1.2 2.7 1.5	1.0 1.1 2.7 2.5	1.0 1.1 2.7 2.5	1.5 2.1 1.5 1.5	1.5 2.1 1.7 1.7	1.5 2.1 1.5 1.5	1.5 1.8 2.1 1.5(1) 又は30.1	0.5 1.8 2.2 2.3	0.5 1.3 2.2 2.0	0.5 3.0 2.2 2.3	0.5 3.0 2.2 2.3	
深さ 5 cm の 地中温度 鐵棒先端の地 中温度 凍結層 備考 (○……日向) (●……日陰)																			

(1) 表面の融けた土 13 cm (2) 表面の融けた土 8 cm (3) 表面の融けた土 16 cm (4) 凍結層目判然せず木の根石塊等あり。

(C) 一方を手應で抜ける迄打込んで置き他方を順次に打込む法

番 観 測 日 時	1 3月5日 15:20	2 同左 15:35	3 3月6日 15:07	4 同左 15:20	5 3月14日 15:20	6 同左 15:45	7 同左 16:05	8 同左 16:15	9 同左 16:20
深さ (cm)	7.5 10.0 12.5 15.0 17.5 20.0 22.5 25.0 27.5 30.0 32.5 35.0 37.5 40.0	8.5 cm 15 14	34 25 23	29 26 23 21 20 19 cm 17 cm 20 21 cm 17	7 6 5.2 17 cm 5.0 19 cm 20 21 cm 20 23 cm 18 25 cm 27 cm 16	6.2 5.5 4.6 4.2 2.2 cm 4.2 2.2 cm 4.0 2.6 cm 3.8	1.3 11.5 13 cm 9.9 16 cm 8.5 19 cm 7.8	2.0 11.4 13 cm 9.4 8.2 19 cm 7.5	1.5 1.2 13 cm 10.4 16 cm 8.9
凍結層 備考 (○……日向) (●……日陰)	●(1)	○(1)	●(2)	●	●(3) 7.5 cm	●	●	●	●

(1) 始めの一本を 40 cm 迄打込んでから行つたもの
(2) 始めの一本が抜けた深さ 17.5 cm (3) 表面の融けた土 13 cm

の境目と思はれる所に於て曲線に屈折點或は彎曲點のあることが認められる⁽¹⁾。實際問題としては、之等の點が判然と現はれてゐない場合も若干あり (A No. 4, No. 19, No. 26, No. 32, B No. 12; 表の數字の後に ? を附してあるもの) 判然と現れ乍ら實測値と著しく異なる場合もある (A No. 2, No. 9, No. 18, No. 25, No. 31, B No. 4, No. 5, No. 8, C No. 7; 表の數字の後に ! を附してあるもの) 又點が 2 個又は夫以上現れて判断に苦む場合もある (A No. 18, B No. 14, No. 16

(1) 各深さに對して曲線の傾斜即ち $\frac{dr}{dl}$ (r : 抵抗, l : 深さ) を求めて、 $\frac{dr}{dl}$ と l の關係を圖示すれば一層よい譯であるが、移動しつつ即刻觀測結果を求めるには手間がかゝつて不適當である。又最淺點 (7.5 cm) の抵抗値は採用しない場合もあつた。

等. 此の例は B 法に多く見られるが何れを探るべきかは手應への測定値を以て判断し得る場合もある. (A No. 18, B No. 7, No. 1, No. 2, No. 16).

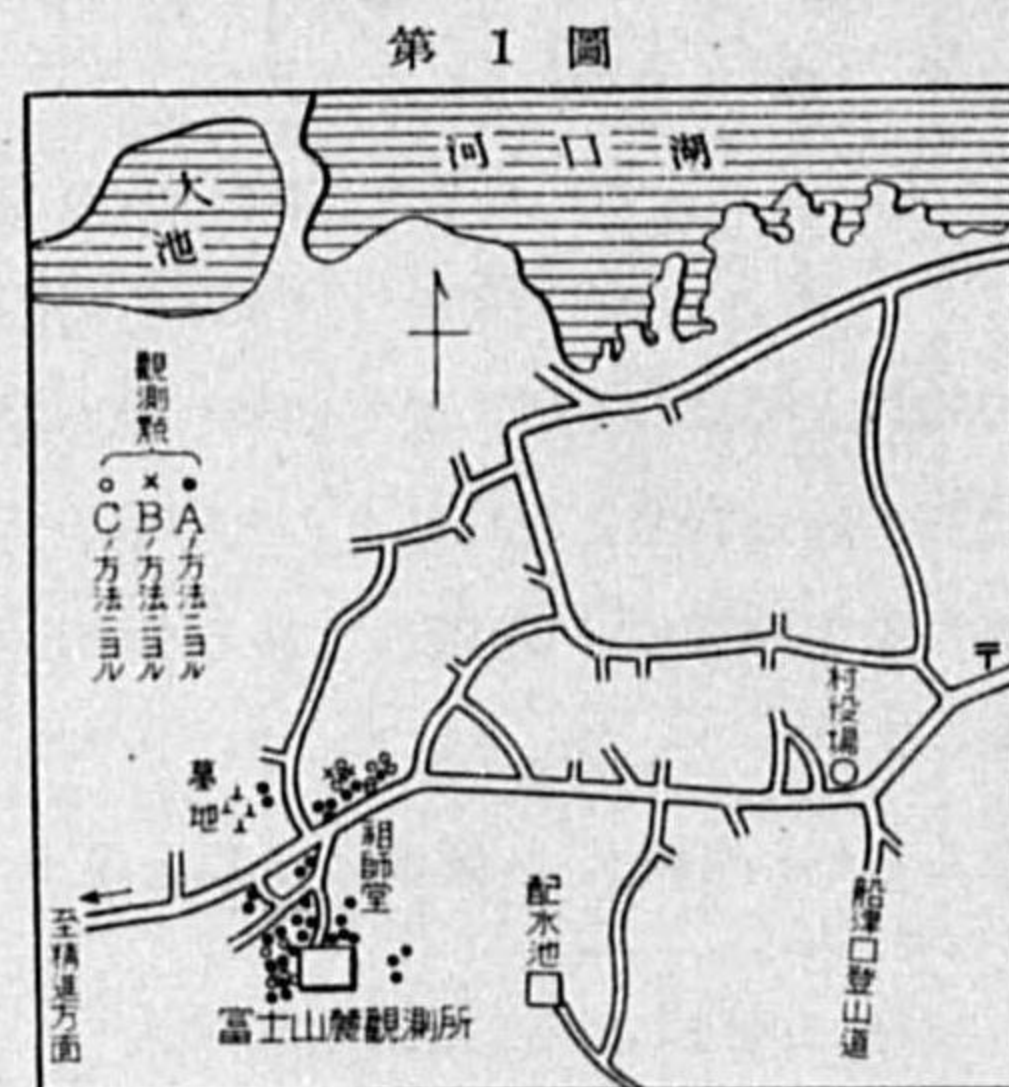
以上の内 A No. 26, No. 32 は曲線の両端近くより 2 本の切線を引きその交点より求めて實測と略一致する値を得た.

A, B, C の 3 種の中で比較的良好な結果を與へるのは C の方法であらうと思はれる.⁽¹⁾ 土壤は複雑な多様な物質系であるから, 凍結以外にも電気抵抗及び手應への急變を惹起する原因も充分あり得る. それ故に之等を利用して凍結層の深さを測定することは, あらゆる場合に於て, 直接掘り返して観測するものに比べて信頼性に於て劣ることは止むを得ざる所であつて, 之等の間接法を利用する場合には此のことを常に念頭におくべきである. 一定地點に於て抵抗測定用電極を豫め埋設しておいて行ふ場合には, 既に畠山技師の實施された結果の示す如く測定結果の信頼性は充分あるものと思はれる. 凍結の際の土壤電気抵抗の變化は同氏の観測値及び筆者と門脇氏との實驗の示す如く極めて著しく, 降水滲透による土壤含水量の變る場合の抵抗變化に比べても格段の差がある. 海水滲透の虞の全くない場所或は極度の乾燥を來す恐のない場所等では, 通常自然現象によつて凍結の場合より以上の抵抗激増を惹起することはないものと考へられる.

結局, 固定せる地點の観測には電極を豫め埋設しておく方法を採用すべく, 移動観測には本報告の C 法によるのがよいと思惟せられる. C 法によつて電気抵抗による凍結の深さと, 手應による夫とがあまりに異なる場合には極く近接せる類似状況の地點に於てやり直せばよい.

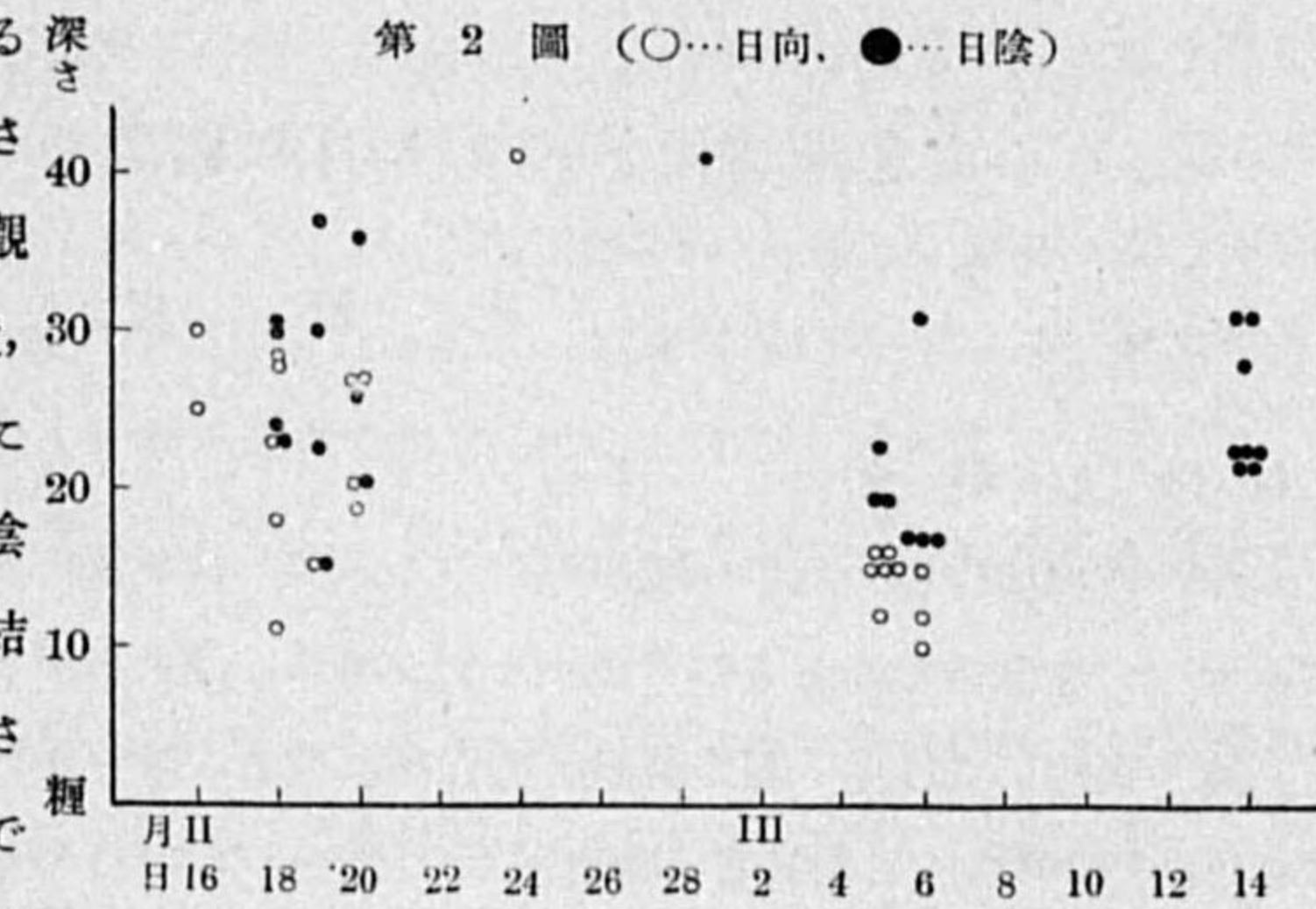
船津附近の凍結

今回の測定は都合上本年 2 月 13 日より 3 月中旬に土壤が溶け終る迄の間行つたのであつて全冬季間を通じて行つたものではない. 従つて之を以て船津附近の凍結の深さについての充分な材料となすことは出来ないが, 上記測定の際に毎回土壤を掘り返して直接測定した値のあるのを利用して之が観測期間中如何なる變化をなしたかを調べた. 凍結観測は 2 月 13 日及び 3 月 19 日の兩日鳴澤村に於て行つたものを除けば總て船津の中央氣象臺富士山麓觀測所附近即ち山梨縣南都留郡船津村字清眼塚地内に於て行つたものである (第 1 圖参照). その観測に於ける實測値と観測日との關係を圖示すれば第 2 圖の如くであつて冬季の終りに近づくに従ひ凍結深度が減じて行くこと, 及び日向と日陰とで凍結の深さがかなり違ふことが明かに認められ



(1) A, B, C の施行回数, 施行時の條件等が同一でないから, 此のことは次の機会に充分たしかめたい.

る. 此の観測地點は比較的密集してゐるが土地の種々の状況によつて凍結の深さは相當に差がある. 鳴澤村に於ける観測は 2 月 13 日及び 3 月 19 日の兩度, 同地に出向き, 同村渡邊輝氏方の前庭に連接する桑畑及び同氏所有の納屋の日陰側に於て行つた. (圖は省略する). 此の結果も極めて近接せる地點であり乍ら深さに數厘以内の差が見られ日陰と日向とでは約 10 cm の差がある. 凍結の深さは地



表より測るのであり, 地表には通例若干の凹凸があるから此の凹凸を平均する時は凍結の深さは近接地點に於ては略同一となるかと思はれる. 但し日向と日陰とでは相當な差を示すであらう. 兎に角, 一般氣象要素と同様微氣候的に調査すれば近距離であり乍らその値にかなり大きな差があるから, 地表の状況の影響, 土質による差異等を系統的に調査する必要があると共に, 或る一地點の一観測値のみを以てその附近全般の値となすことは輕々には出来ない.

總括

1. 土壤凍結深度の観測は掘返して實測するのが最もよいが實行上不都合な點が多い.
2. 土壤を掘返さずして凍結深度を測定するには凍結の際に電気抵抗の急激に増加することを利用して行ひ得る.
3. 定地に於ける定期観測には畠山技師の現地観測及び筆者と門脇氏との實驗結果の示す如く豫め種々の深さに土中に埋設せる電極間の抵抗を測定することによつて行ひ得る.
4. 隨時隨所に於て電気抵抗法によつて凍結深度を求むるには 2 本の鐵棒を土中に打ち込みつつその間の抵抗を測定することによつて満足な結果が得られる.
5. 鐵棒を打ち込む際に, その先端が凍結層を打ち抜いた時には手應へが急に軽くなる. このことによつても豫期以上に満足な結果を得る.
6. 以上の 4 及び 5 の方法は絶對的の信頼法を持つものではない. よつて兩法を併用し先づ鐵棒の 1 本を土中に打ち込み手應へを以て大體の凍結深度を推定し, 次いで他の鐵棒を打ち込みつつ兩鐵棒間の電気抵抗を測定することによつて充分良好な結果を得る.
7. 本年冬季後半に於ける山梨縣船津富士山麓觀測所附近の凍結の深さを測定した.
8. その結果について見れば凍結層は大體は 30 cm 以下で, 近接地點に於ても可なりの異同がある. 又日陰に於ては日向よりも概して深度が大である.

東北地方に於ける8月の気温の早期豫想に就いて

北 澤 貞 雄

1. はし が き

米作の作柄は作地附近の一般気候のみならず、微気候に支配せられるから、月平均の如き気象要素に依つて決定せられるもので無いと云ふ事は、屢々論ぜられ、又實驗的にも明にせられて居るが、東北地方全般、又は中一縣の全般的の作柄に就き、豊作か凶作か、又は並作か不作かを問題とする場合には、夏季の月平均気温(測候所にて測定せられた)のみを對稱にすれば充分である。即ち米作の作柄を支配する日照、降水量、水温、風向、風速、其の他多くの気象因子は或る程度迄気温と關聯し、又各要素の偏差は或る定つた狭い範囲内にあるからである。例へば⁽¹⁾岩手縣の米作は50餘ヶ年間の統計に依れば、宮古測候所で測られた8月平均気温が21度以上の時は、他の気象要素の如何に拘らず、凶作とはならないと云ふ見掛上の關係は凶冷豫想に對する目標を明示するものである。此の見掛上の關係より得らるゝ8月平均気温⁽²⁾の臨界は、同じ東北地方に在つても場所に依りて多少異り、稻の品種に依りて異なるのは勿論であるが、8月平均気温の示度を、或る範囲内にある事を豫想する事に依つて、豊凶豫知の目的は達せられる。此處に東北地方各地の8月平均気温を1月中に豫想する方法を試み、早期豫想と爲す所以である。

2. 大陸高氣壓の構成と東北地方の気温

冬期亞細亞大陸に醸成せらるゝ大高氣壓は、反對貿易風の沈降に因つて涵養せらるゝ所謂温帯高氣壓性のもの(此處では假に H_w 氣團と呼ぶ)と、極氣流の加味された寒冷の爲に成生される寒冷高氣壓(此處では假に H_c 氣團と呼ぶ)との合成であると唱へられて居るが、之に基いて此の大陸高氣壓は二つの相異つた性質の集團から成ると考へた方が好都合の場合が多い。即ち H_c 氣團は H_w 氣團に比し著しく寒冷にして、北位に在りて南下の傾向を有し、 H_w 氣團は稍々温暖なる氣團にして、南位に在りて北上の傾向を有するものと信ぜらる。而して之れが境界は時期によりては割合明瞭となる事がある。例へば12月中には、朝鮮北部に東北東より西南西に走る境界を存し、北側には H_c 氣團在り、南側には H_w 氣團ありと考へらるゝ氣壓配置が多い。而して H_w の勢力割合弱く、 H_c が南東に押し出ださるゝ場合には、東北地方は寒氣厳しき晴天となり、 H_c の勢力割合弱く、 H_w が北東に押し出ださるゝ場合には、東北地方は割合温暖なる晴天となる。 H_c, H_w 共に強く東方に押し出ださるゝ場合には、前の天氣圖では不連続線らしいものも認められない時でも、日本

(1) 中田良雄：岩手縣の米収量と氣象との關係(未發表)。

(2) 稻垣乙丙：農業氣象學。

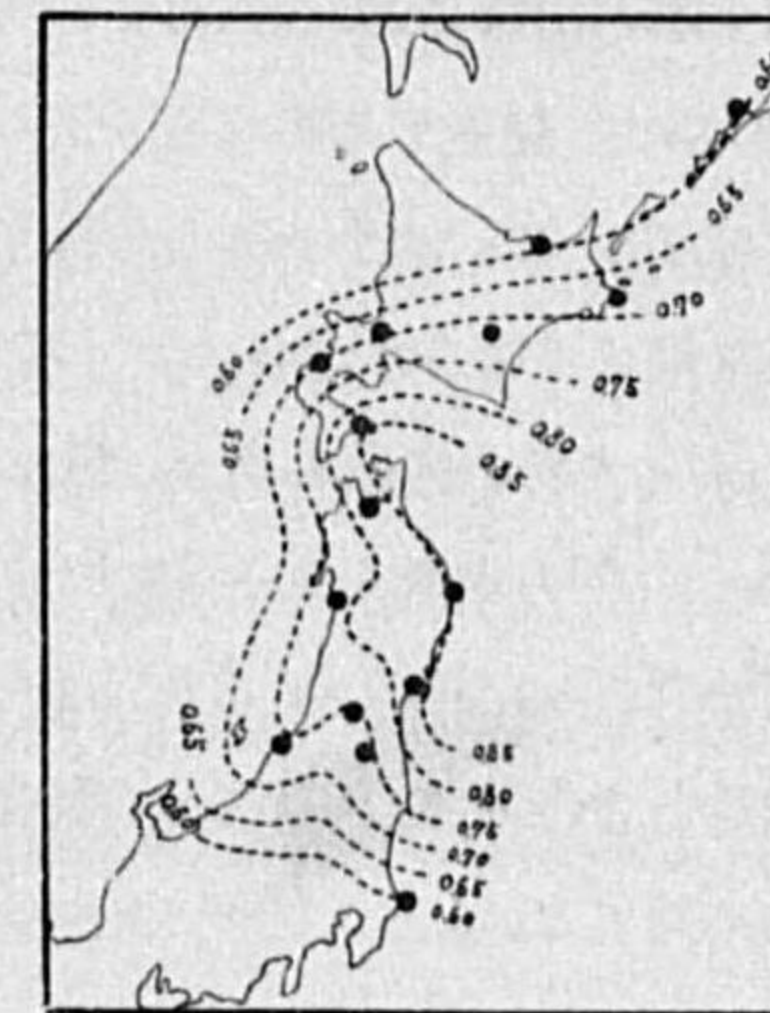
海に出づるや俄に不連続線を生じて降水を齎す、時には發達したる低氣壓を醸して、大雪を降らす事さへある。斯くの如く H_w, H_c の葛藤が天氣變化を支配するものと見る場合には、 H_w, H_c の各勢力、又は H_w, H_c の勢力差は重要なものとなる。 H_w, H_c 兩氣團の冬期より夏季に至る季節的推移に關しては稿を改むる事とし、此處では結果を急ぐ爲に、冬期に於ける H_w, H_c 氣團の勢力と、夏季凶作地方を襲ふ冷氣流及び気温との關係を次の如きものとして筆を進める。

- (1) H_w 氣團の勢力強く、 H_c 氣團の勢力弱い年は、夏季の冷氣流は弱い爲凶作地方の夏季気温は高い。
- (2) H_w 氣團の勢力弱く、 H_c 氣團の勢力強い年は、夏季の冷氣流は強い爲凶作地方の夏季気温は低い。(此の場合気温の低下には冷氣流が直接作用するばかりで無く、天氣の悪化を通しての部分も含んで居る。(1)の場合も同様の意味を持つて居る)。

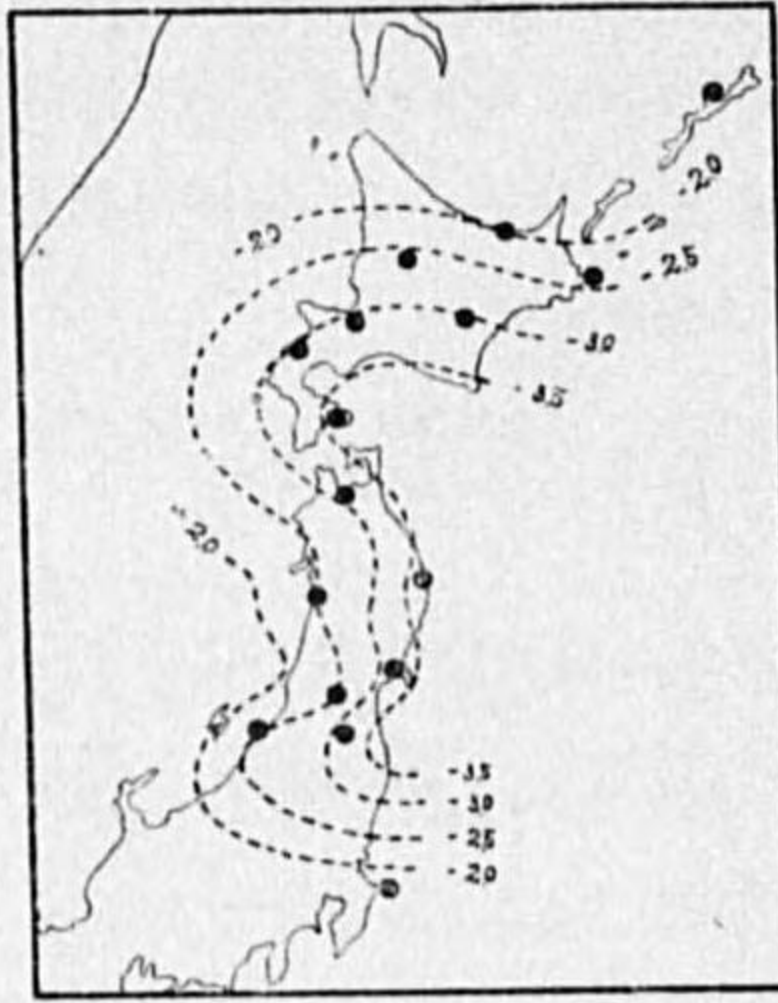
3. H_w, H_c 兩氣團の勢力差と凶作地八月気温の關係

前節に述べた如く、12月頃には朝鮮北部附近に境界を持つて、北に H_c 、南に H_w が在つて互に對峙して居る場合が多いので、兩者の勢力差を現すには兩者の東方への張り出しを比較すれば可い。例へば H_w の張り出し指度として朝鮮釜山の氣壓を用ひ、 H_c の指度として城津の氣壓を用ひても可い。即ち釜山と城津の氣壓差を H_w, H_c の勢力差指數として、凶作地方8月気温との關係を示せば第1圖又は第5圖の如くである。此處に述べた如き氣壓配置は、例年11月の半頃より起り始めて12月下旬頃迄續くのを常とするが、年により11月初旬より起り始めて12月には早々起らなくなつて了ふ事がある。其れ故 H_w, H_c の勢力差指數として採る場合には、天氣圖より吟味して適當な平均状態を考へるべきであるが、一々煩雜であるし又資料も手近にないので、大部分は12月の月平均を用ひ、1917—1929の13年及1936年は特に11月に片寄つて居るので、11月の平均値を用ふる事にした。第1圖は H_w, H_c 勢力差と凶作地各地の8月気温との關係を相關係數(前年差に對する)を以て示したものである。之に依ると其の關係は極めて濃厚であつて、最濃厚は0.85に達し、其れは三陸海岸全體に互つて居る。試みに觀測網出來後の三大凶作1902, 1905, 1913年の各地凶冷温度の年偏差を圖示すれば第2圖の如くである。尤もかやうな偏差には緯度や、内陸、海洋の差等に因る更正を施さねばならないのであるが、偏差に比して極めて少いので略しても可い。此の配布は凶作の深刻さを現すものとは意味が異なるが、氣象學的に見た凶冷の分布を最も能く現して居るものと云へる。第2圖、1902年は第1圖の分布と甚だ能く相似して居る。

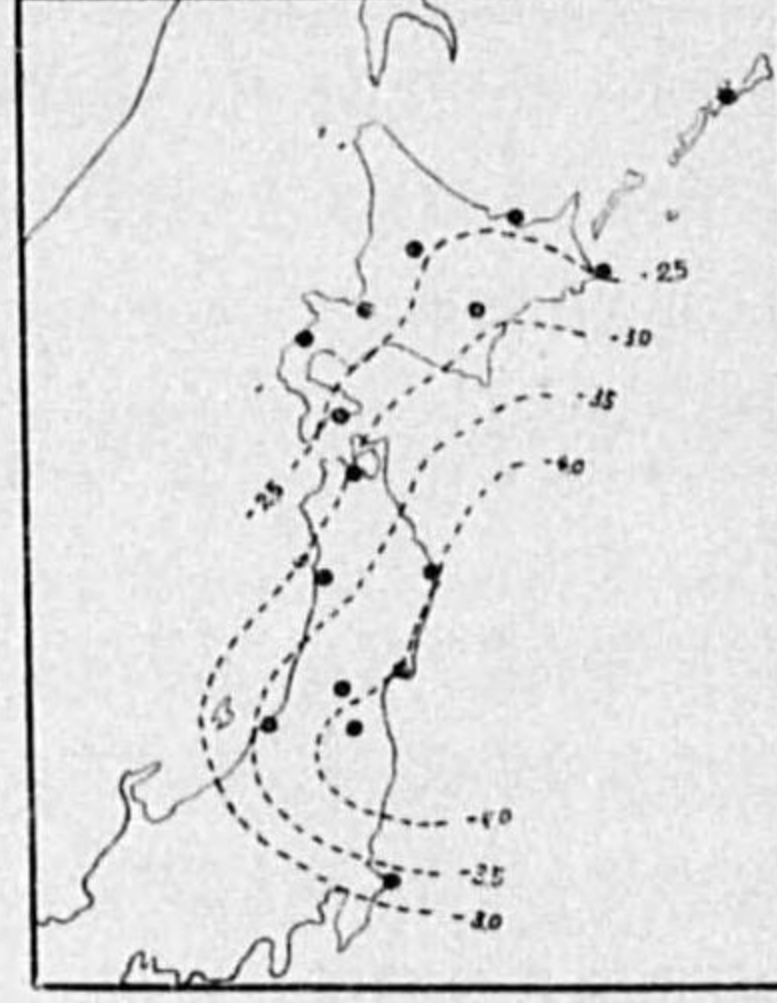
第1圖 H_w-H_c 指數と凶作地方8月気温の關係濃度分布



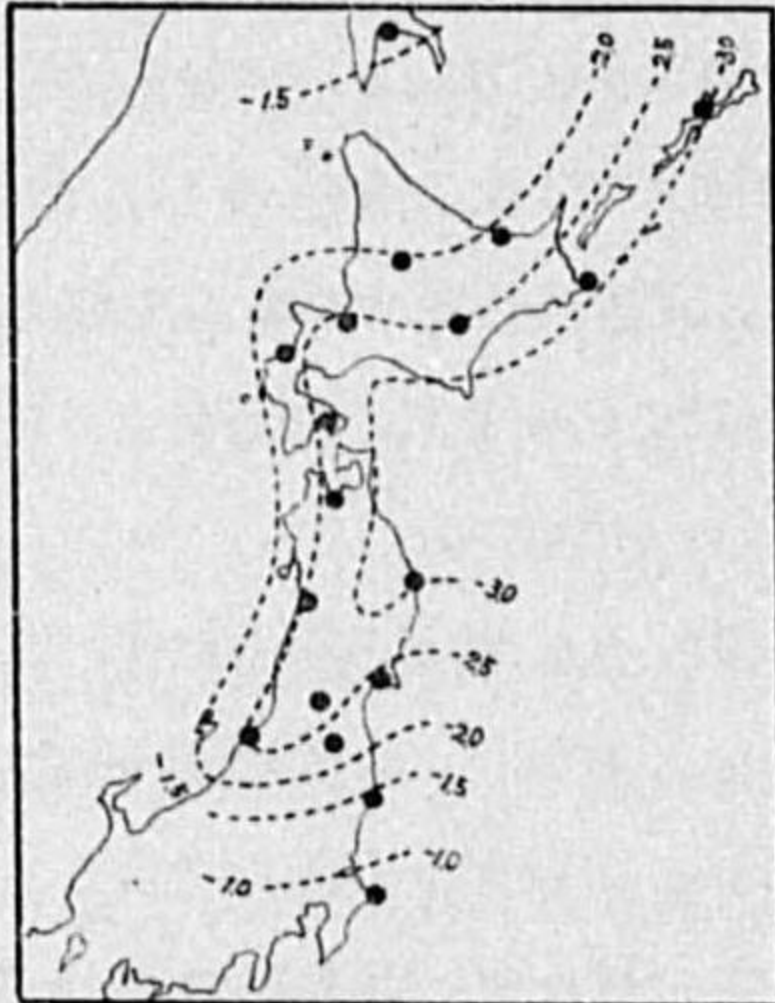
第2圖 a
凶作年8月氣溫偏差 (1902)



第2圖 b
凶作年8月氣溫偏差 (1905)



第2圖 c
凶作年8月氣溫偏差 (1913)



1905 年は中心が稍南へずれて居り、1913 年は稍北へずれて居るが、結局三凶冷とも第1圖と極めて能く相似して居ると云つても過言では無い。即ち H_w, H_c 兩氣團の勢力差は凶冷を支配する主因子の一つであると云ふ事が出来る。 H_w, H_c の勢力差指数として更に良き場所があるかも知れないが、釜山と城津を用ふると相関の係数は第1圖の通りで前年に對する偏差の方向は

場 所	同方向	反方向	一方が前年に等しいもの
宮 古 (31ヶ年中)	28	1	2
石 巻 (")	29	0	2
函 館 (")	28	1	2

の如くで、凶冷豫知に對しても現在としては重要な結果であらう。

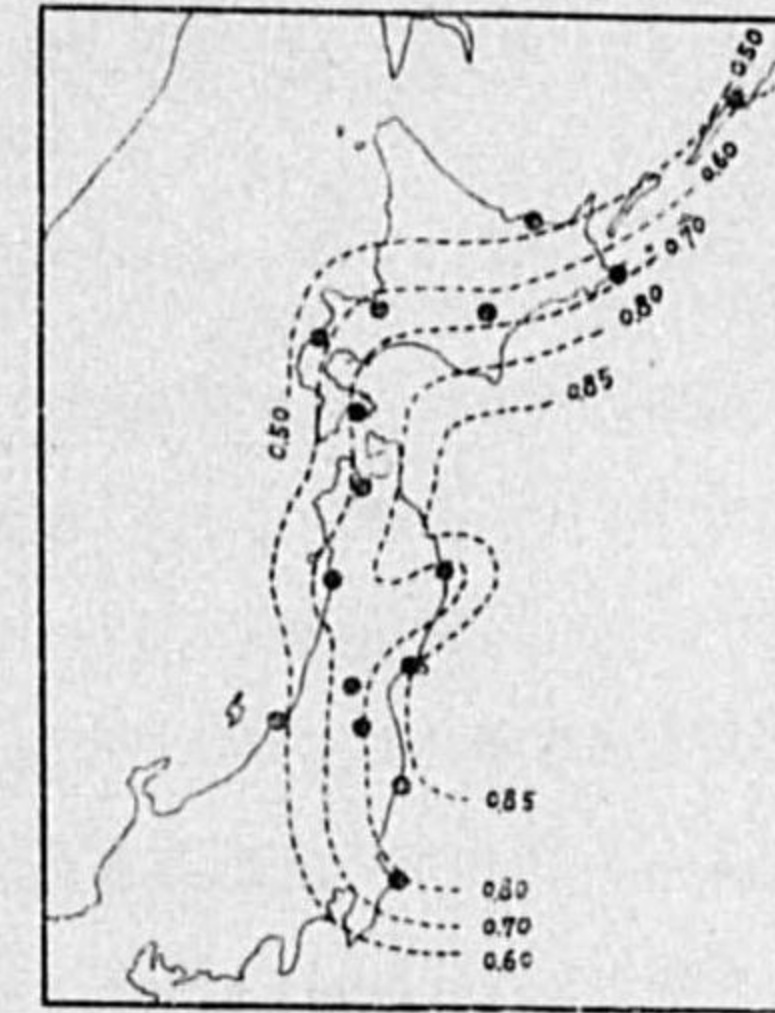
4. H_w, H_c 勢力と凶作地8月氣溫の關係

H_w, H_c 氣團の各の勢力を現す指数を探すと、 H_c はシベリヤ東部、 H_w は滿洲又は北中支に見出す事が出来るが、凶作地8月氣溫との關係は比較的軟調で、實用に供し得る(相関係数として0.7以上)程度のはなかなか見出せない。それで特別の場合として城津なる位置を撰ぶと、或る期間は H_c 氣團の勢力指数となり、或る期間は H_w の勢力指数となり、それが極めて鮮かな關係を持つて居る事が分つた(第5圖)。即ち H_c が比較的南下して居る期間には、城津12月氣壓は H_c の勢力指数となり(假に之を H_c 期と呼ぶ事にする)、 H_w が比較的北上して居る期間には H_w の勢力指数となる(假に之を H_w 期と呼ぶ)。城津の觀測開始1905年以來1922年迄は H_c 期間であり、1923年より1934年迄は H_w 期間である。それ以後は再び H_c 期間となつた。此の指数と凶作地8月氣溫との關係も極めて密接であつて、第3,4圖に示したる如く相関係数(前年差に對する)として0.9以上の濃厚さを持つて居る處もある。又第1圖と同様に、凶冷分布第2圖と能く相似して居る事は H_c, H_w と凶冷との關係が密なるを物語るものである。

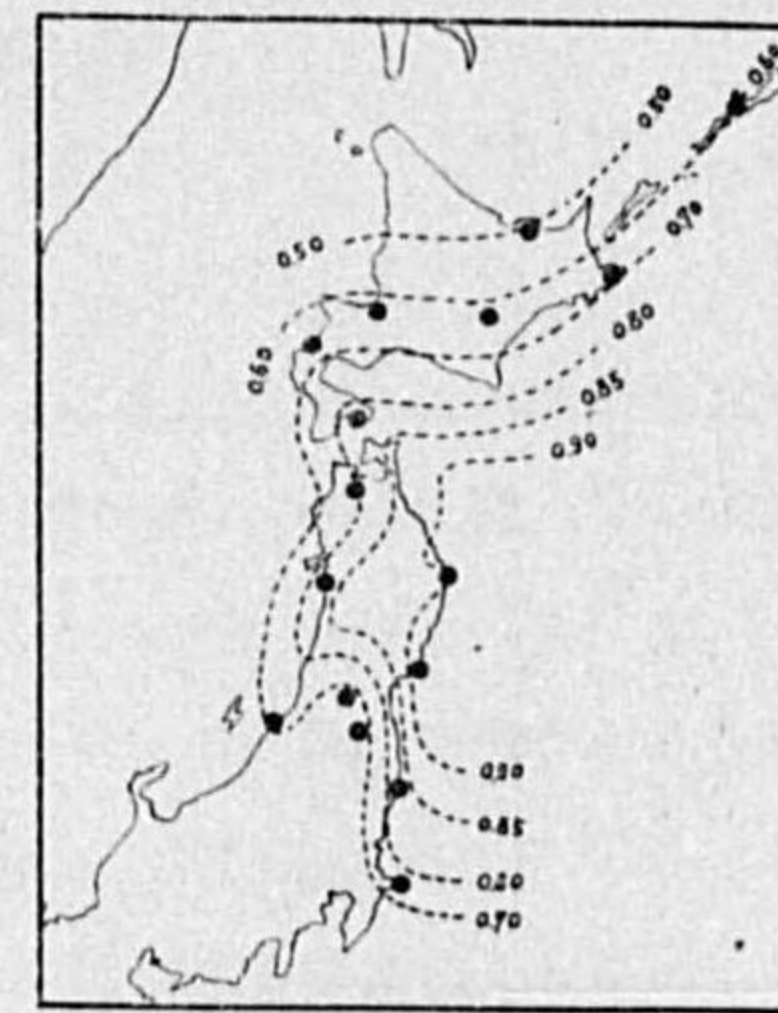
大陸高氣壓内温度分布及び本邦夏季氣溫分布の週期性、又は夏季東北地方の氣溫を支配するオホーツク海高氣壓の勢力の週期性等より考察するに、 H_c, H_w 各期の長さは H_c 期間は約23ヶ年、 H_w 期間は約11ヶ年にして、其れが轉換は太陽黒點ウォルフナンバーの極少の前年にあるらしい。然して黒點週期より H_c, H_w 週期の區劃を假に定むれば

年 期	凶 冷 年
1784) H_c	
1797) H_w	なし
1822) H_c	1815
1832) H_w	なし
1855) H_c	1832, 1833, 1835, 1836, 1837, 1838, 1850.
1866) H_w	なし
1888) H_c	1866, 1869, 1884
1900) H_w	なし
1922) H_c	1902, 1905, 1906, 1913
1934) H_w	なし
195-) H_c	1934, 1935

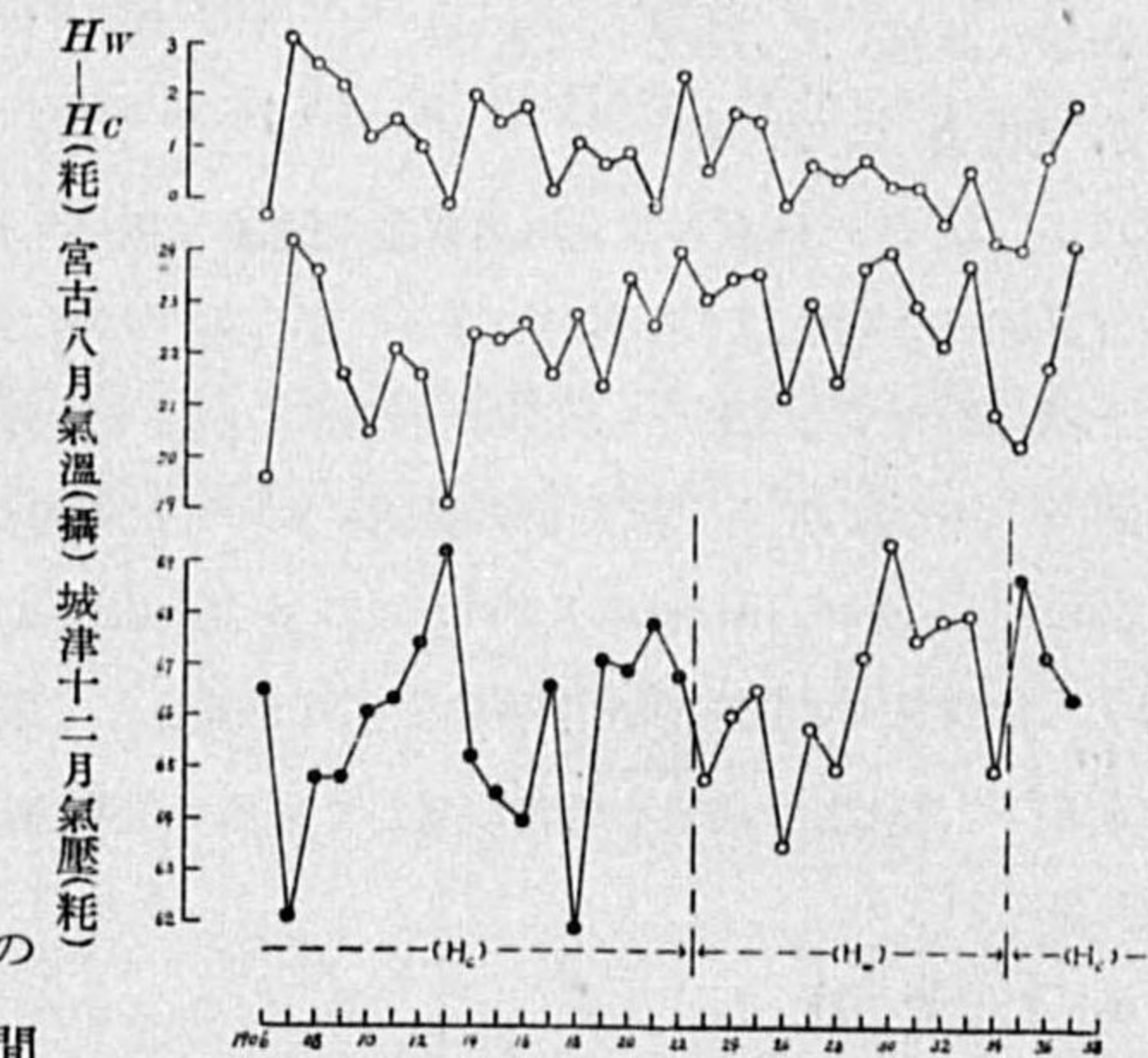
第3圖 H_c 指数と凶作地方8月氣溫の關係濃度分布



第4圖 H_w 指数と凶作地方8月氣溫の關係濃度分布



第5圖

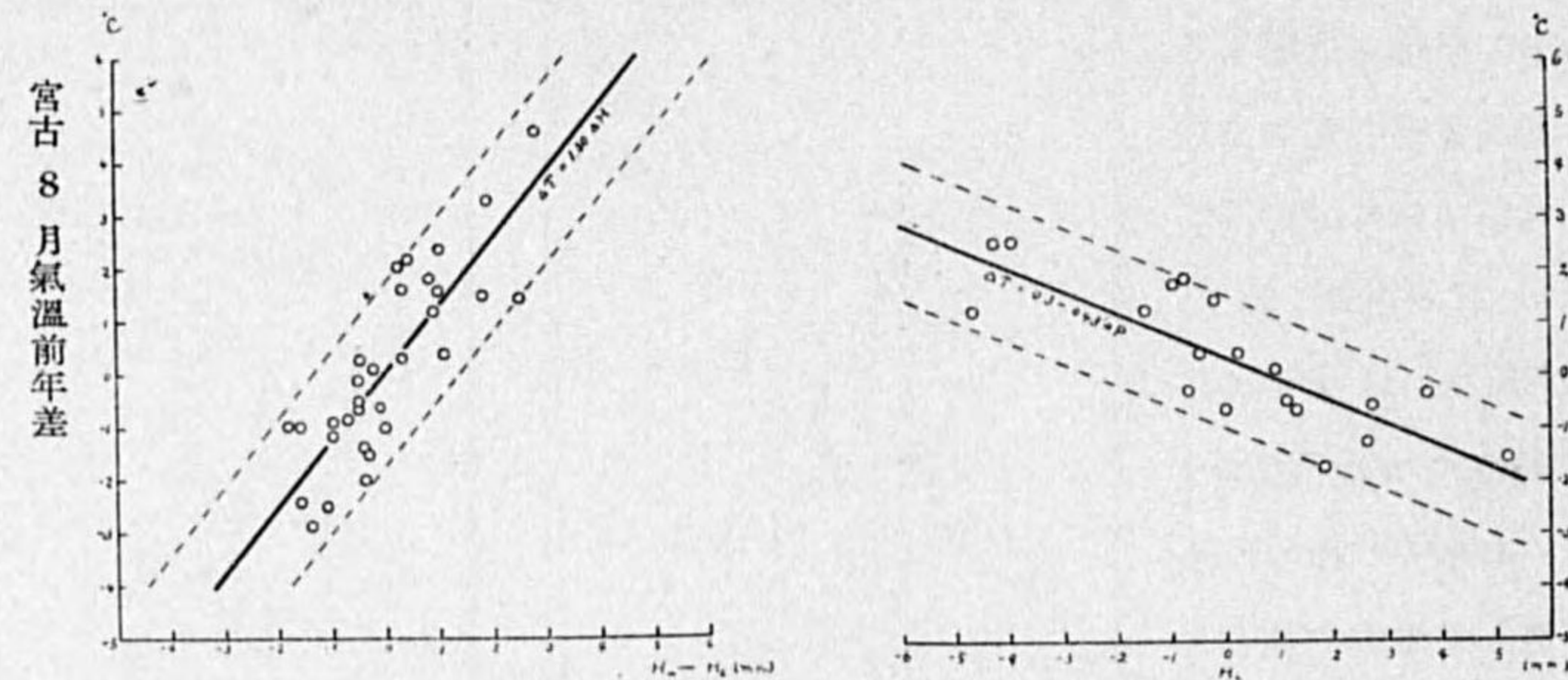


の如くなり、結局34,5年を一週期とするかの如くにして、確らしき記述のある前150年間

の統計に依れば、 H_w 期間内には凶冷は全く存在せず、凶冷は H_c 期間内に限られ、 H_c 期の始めに濃厚であると云ふ事實がある。之は H_w, H_c の性質上當然の事であるかも知れないが注意に値する事である。又夏季冷氣流の及ぶ本邦各地(中國地方に迄及ぶらしい)に於ては、 H_c 期間の累年平均氣溫は H_w 期間の累年平均値より著しく低いと云ふ事實もある。即ち H_w, H_c 期なるものはブリュナク氏の週期と類似のものを意味するのではないかと思はれる。之と⁽¹⁾類似の現象が獨逸北部又はグリーンランド西部にも起つて居る様である。結局凶冷現象は本邦附近の局部的問題では

(1) F. Loewe: Q. J. July 1937.

第 6 圖
8 月氣温と H_w, H_c 勢力差との關係 (共に前年差) 8 月氣温と H_c 勢力との關係 (共に前年差)



なく、大氣大循環の異變に基くものと考えなければならなくなるが、其の異變は現在考へられて居る大循環からすれば第二次以下のものであらうから問題は益々至難となる。何れ之等に関して調査した事は詳報したいと思つて居る。

6. 豫想の方法

以上 H_c, H_w 氣團と東北地方氣温の關係に就いて述べたが、之に依つて東北地方 8 月の氣温を稍量的に早期豫想する事が出来る。即ち第 6 圖の如く、兩者が線的關係に在らずともある幅を持つた關係を有するものとして限界を定め、幾つもの關係を組合はせて限界範圍を狭少にして行くのである。例へば第 3、第 4 節の關係に依つて此の方法を試みるならば、釜山、城津觀測開始以降の全凶冷年次 1906, 1913, 1934, 1935 年の 8 月の低温は分りさうである。然し實際は萬一の場合を慮つて、他の色々の週期性や季節的變化等を綜合して豫想値の確らしさを定めて居る。

本年 8 月氣温の豫想も時機に達して居るので早速試みたいのであるが手許に資料がないので後報に譲る。

6. むすび

以上を要約すると、亞細亞大陸高氣壓は H_c 氣團と H_w 氣團とよりなり、 H_w の勢力比較的弱く H_c の勢力強い時は東北地方 8 月の氣温は冷氣流強き爲低くなる。逆に H_c の勢力弱く H_w 勢力の強い時は、東北地方 8 月の氣温は冷氣流弱き爲高温となる。 H_w, H_c の勢力は年々消長があつて東北地方 8 月氣温を支配するが、其の關係は極めて濃厚であつて東北豊凶の豫想資料としては重要なもの一つである。 H_w, H_c の勢力は年々の消長の他に長週期的變化を爲し、 H_c 期間には H_c の發達著しき事あり東北地方に凶冷を醸す。

終りに御懇切なる御指導並に御激勵を賜りし中央氣象臺長岡田先生、中田盛岡支臺長に厚く御禮申上げる。

(昭和 13, 1, 23 記)

航空機用加速度計の製作

三宅恒夫

中央氣象臺大阪支臺に於ては航空氣象調査用としての「氣流の悪さ」を測定する航空機用加速度計を製作して居る。今回其の初期製品について報告し大方の御教示を得たい。製作に當つての指針としては日常觀測器としての精度を有し、機構が簡單、堅牢で取扱ひが容易なる様に心掛けた。

氣流の悪さを測定するための加速度計は航空機の機體強度測定用のそれに比し、高倍率を必要とし且つ發動機其他による機體の小振動は出来るだけ避けねばならない。其の方法として測器をショックコードにて上下左右より釣る。或はショックアブソーバーの上に設置する等がある。事實上は加速度計が機體の振動週期より大にして且「氣流の悪さ」の週期に比し十分に小なる自己振動を有せしめれば良い。淵秀隆氏⁽¹⁾によれば氣流の悪さの週期は約 10 秒以上のものが卓越して居るとの事であるから此の要求は容易に達せれると考へられる。今其の自己振動週期を見出すため直視用加速度計を製作した。

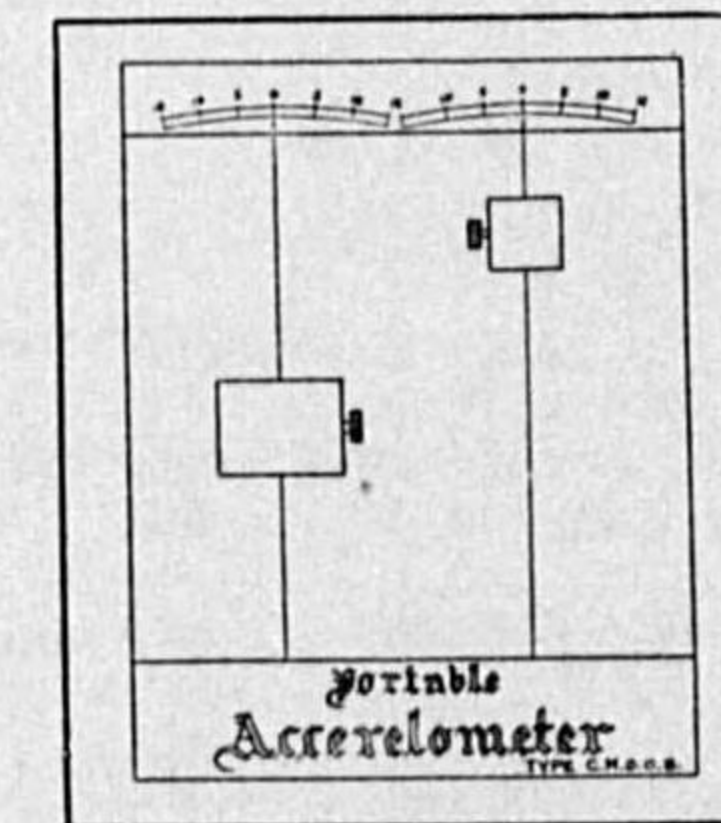
1. 直視用加速度計

機構の大略は直徑 0.88 mm のピアノ線を厚さ約 0.58 mm の平線にせしものを第 1 圖の如く直立させ、其の線上の重錘を動かす事により自己週期を變ぜしめ得る。大略の性能は第 1 表の如くである。

第 1 表

		左	右
重	質量	38.3 gr	9.9 gr
	直徑	19.2 mm	11.7 mm
錘	長さ	16.1 "	11.2 "
	線の長さ	85 "	85 "
最大週期		0.38 s.	0.16 s
速度 1g に對する最大目盛り		30	65

第 1 圖 直視用加速度計



筆者は日本航空輸送會社大阪支所の御厚意により大阪—松江線に乗り本器により前記の加速度計としての最小自己週期を定めることを得た。本器を横に倒し氣流の悪さを感じない場合に指示が動

(1) 淵 秀隆：「氣流の悪さ」觀測報告。中央氣象臺刊行航空氣象報告。I, 1.

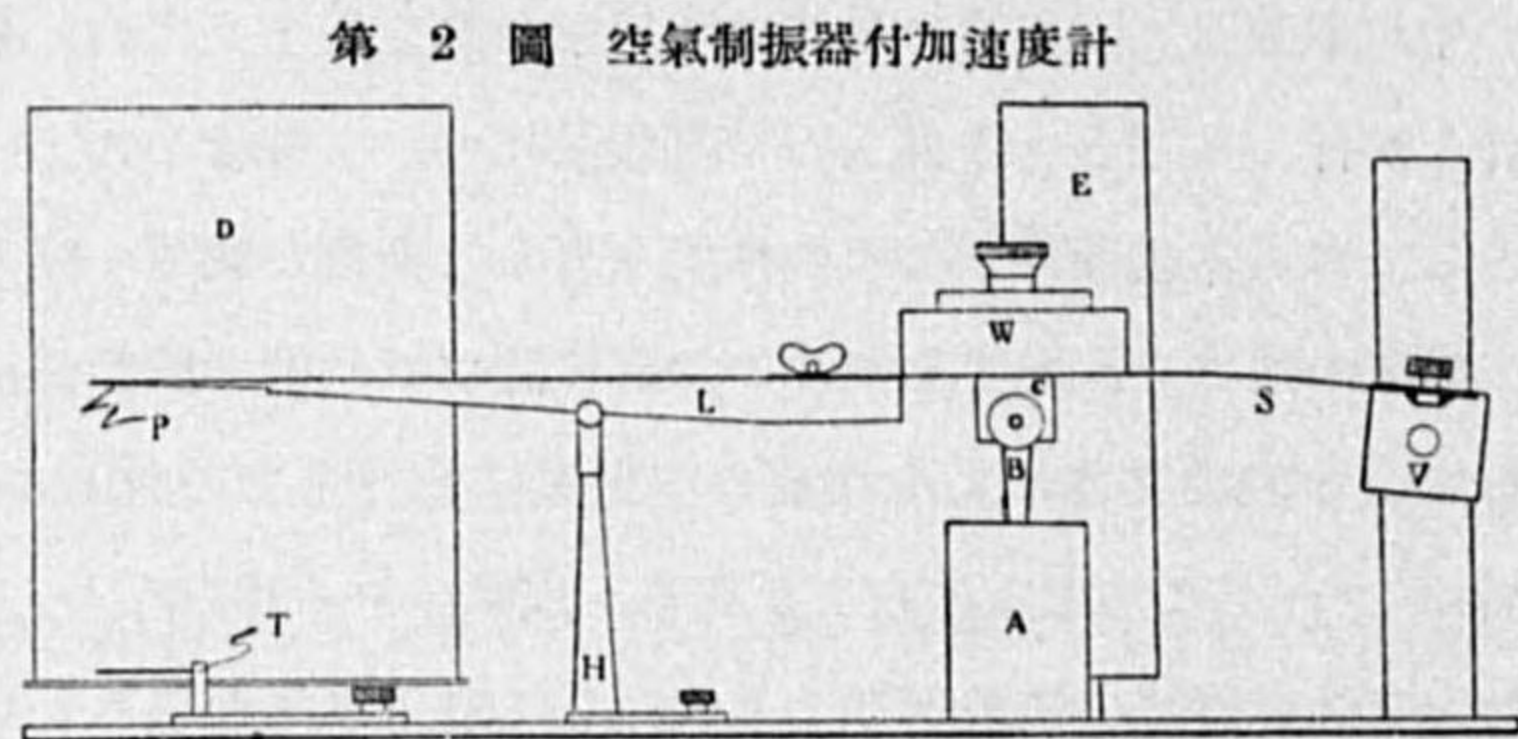
かない位置に重りを調節した。かくする事により加速度計として 0.15s 以上の週期を有すれば可成りまで發動機による機體の小振動を避け得ることを知つた。本器により氣流の悪さの大體は測定し得るのであるから同日氣流の悪さをも測定した。

2. 空氣制振器附加速度計

前記の經驗を基にして空氣制振器附加速度計を試作した。其の機構の大略は第 2 圖の如くである。同圖に於て W は鉛製の重り

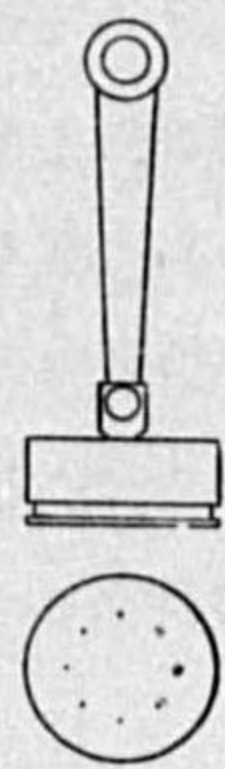
300 gr 感度を増す場合には 500 gr のものを用ひる。S は平バネにして厚さ 0.63 mm, 幅 28.7 mm, V により傾斜を變じ得。P は屈曲せるバネ様ペンにして L なるアングル様ホルダーに付けられて居る。L の質量

は 18.3 gr でまづ差支へないと考へられる。(1) H は L の保持するもので、D は時計ドラム、E は用紙を DE 間に掛けて使用時間を大約 2 倍にする圓嚙にてゴム絲により右方に引かれて居る。T は時間の刻印其他を記象面に印するもので A は空氣制振器である。B はピストンにて第 3 圖に示す如きもので C 部により重り W と結ばれて居る。A の内径は 25.45 mm, ピストンの外径は 25.43 mm である。ピストンの底部には 8 箇の徑 0.5mm の孔がありそれをハンダにて埋め、適當なる damping ratio を見出すよう絹針にてこれに穴をあけた。A 部の底部は容易に開放し空氣制振作用を抜き得る様にしてある。檢定結果得た感度曲線は第 4 圖の如くで其値は第 2 表に示す。



第 2 圖 空氣制振器附加速度計

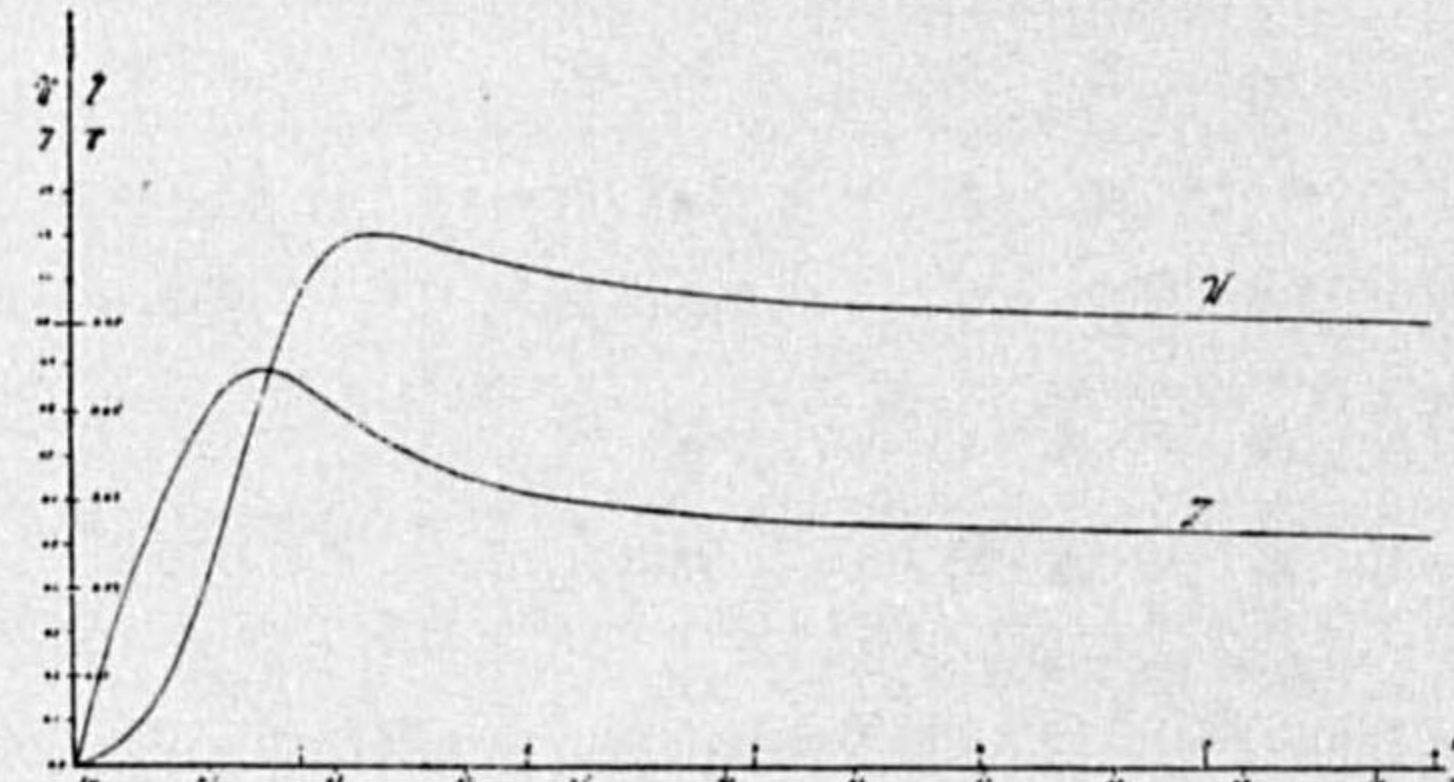
第 3 圖 空氣制振器用ピストン



第 2 表

自己振動週期 T_0	0.17 s
制振度 ν	5.4
幾何倍率 V^2	3.41
加速度 1g に対する靜的目盛	26.7 mm
摩擦値 r	0.4 mm ~ 0.1

第 4 圖 空氣制振器附加速度計感度曲線



記象方法はドラムに煤を附した紙を巻きこれに記する様にせられて居るが目下インキ記象に改造する様試作中である。摩擦値が相當にあるがこれの大部分はピストンと其の壁によるもので重りを

(1) 石本巳四雄：地震とその研究。p. 17.

増す事により可成り少くはなし得る。平板バネを用ひたるは容易に測器を傾けて靜的檢定をなし得るためとバネの強度を十分に持たして振動部分の振動を一定路ならしめ、且週期を努めて長くせんためである。

3. 空氣制振器

空氣制振器に就いては萩原氏の研究(1)があるが、再び之を考へて見る。大氣の壓力を P_0 としピストン内の壓力を $P_0 + p$ とする。小孔より逸出する空氣量 V' との間に

$$p = \alpha \frac{dV'}{dt} \dots \dots \dots (1)$$

の關係が考へられる。 α は常數、 t は時間。

次に

$$V_0 = Sh, \quad V = S(h - \xi).$$

V_0 : ピストン内部の容積、 S : ピストンの底面積、

h : ピストンの深さ、 ξ : ピストンの動いた長さ。

ピストン内部にては polytropic change が行はれて居るとする。

$$P_0(V_0 - V')^n = (P_0 + p)V^n \dots \dots \dots (2)$$

二次以上の項を省略するとすれば上式より

$$\frac{dp}{dt} + \frac{nP_0}{\alpha Sh} p = \frac{nP_0}{h} \frac{d\xi}{dt} \dots \dots \dots (3)$$

今 $\frac{d\xi}{dt} = \xi_0 \omega \sin \omega t$ とすれば

$$p = \frac{nP_0 \alpha \xi_0 \omega S \sin(\omega t - \delta)}{\sqrt{(nP_0)^2 + (\omega \alpha Sh)^2}} \dots \dots \dots (4)$$

$$\tan \delta = \frac{\omega \alpha Sh}{nP_0}$$

ピストンによる制振力は (4) 式により與へられるが其の力には位相が 90° 異なる項が加つては居るが ω が小なる時はまづ考へなくて可い。等温變化とすれば $n=1$ 斷熱變化とすれば $n=1.4$ である。又 α が變化する事も考へ得るから制振力は ξ_0 及 ω の可成り面倒な關係に置かれて居る事が想像される。この點に關しては他日を期し度い。

4. 外力と加速度計記象

加速度計の記録紙上の變位を a , 加はる加速度を $\frac{d^2x}{dt^2}$ とする。 s, n, V は加速度計の常數とすれば

$$\ddot{a} + 2s\dot{a} + n^2 a = -V\ddot{x} \dots \dots \dots (5)$$

(1) T. Hagiwara: The air damper. Bull. Earthq. Res. Inst. 1935.

x に二三の型を與へて a を解いて見る.

(1) 製作された器械について常数の値は

$$v=5.4 \quad h = \frac{\log v}{\sqrt{\pi^2 + (\log v)^2}} = \frac{\varepsilon}{n} = 0.473$$

$$u = \frac{T_p}{T_0} = \frac{n}{p} \quad T_p: \text{外力の週期}$$

$$T_0 = 0.17 \text{ sec}$$

$$n = \frac{2\pi}{T_0} = 36 \quad \therefore \varepsilon = 17, \quad \gamma = \sqrt{n^2 - \varepsilon^2} = 32$$

$$V = 3.4 \quad \therefore u = \frac{T_p}{0.17 \text{ sec}} = \frac{36}{p}$$

減衰比 v と h との関係は検測に當り必要であるから第 3 表にこれを示す.

第 3 表

v	h	v	h	v	h	v	h	v	h
1.0	0.000	6	291	2	415	8	488	13.0	632
1.2	58	8	311	4	427	6.0	496	14.0	643
4	106	3.0	330	6	437	7.0	0.527	15.0	652
6	148	2	347	8	446	8.0	552	16.0	661
8	184	4	363	5.0	456	9.0	573	17.0	0.669
2.0	215	6	378	2	465	10.0	0.591	18.0	677
2	243	8	391	4	473	11.0	606	19.0	683
4	268	4.0	0.403	6	481	12.0	620	20.0	690

$$(2) \quad x = x_m \sin pt^{(1)} \dots\dots\dots(6)$$

とすれば

$$a = \frac{V}{n^2} \frac{x_m p^2 \sin(pt - \delta)}{\sqrt{\left(1 - \frac{1}{u^2}\right)^2 + 4h^2/u^2}} \dots\dots\dots(7)$$

$$\tan \delta = \frac{2\varepsilon p}{n^2 - p^2} \dots\dots\dots(8)$$

(7) により振動倍率が與へられ (8) により位相が見出される. 今

$$\frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{1}{u^2}\right)^2 + 4h^2/u^2}} = \mathfrak{B} \dots\dots\dots(9)$$

$$pt - \delta = p(t - \mathfrak{C}) \dots\dots\dots(10)$$

$\mathfrak{B}, \mathfrak{C}$ と u, T_p との関係は第 5 圖により示される. 圖によると倍率及び位相に 1% 以下の更正値なるための外力の週期は 6 秒及び 3 秒, 4% 以下なるためには 2 秒及び 0.6 秒以上なる事が解る.

(1) 萩原尊禮: 地震計. p. 64.

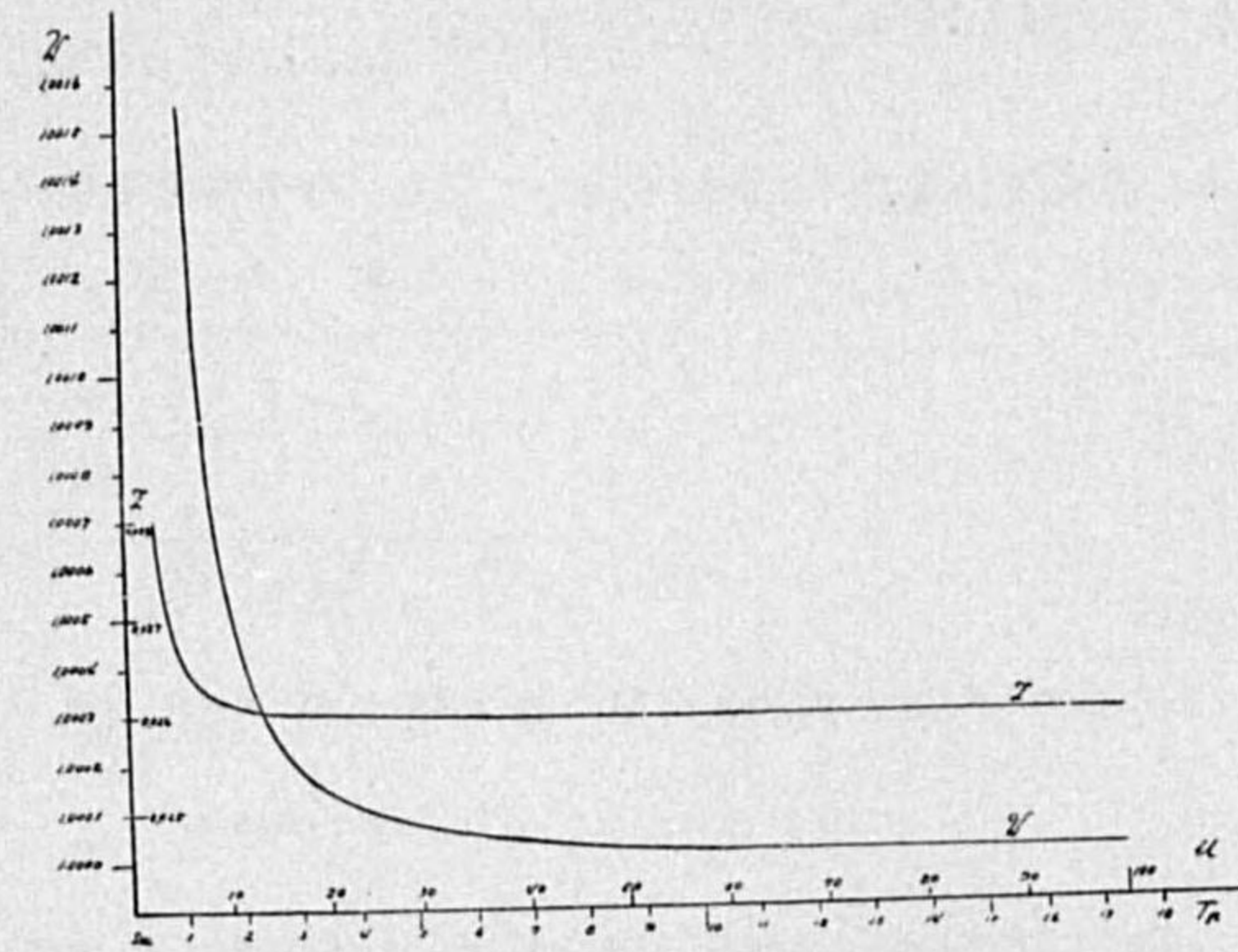
(3) 次に衝撃性の運動が與へられ 第 5 圖 感度 \mathfrak{B} と位置の遅れ \mathfrak{C} の u 或は T_p に対する關係

たる場合を考へて見る. $t=0$ まで静止して居り突然に正弦運動が作用されたとする.

$$x=0 \quad t \leq 0$$

$$x = x_m \sin pt \quad t > 0$$

$$a = \frac{V x_m p^2}{n^2} \mathfrak{B} \left[e^{-\varepsilon t} \sin p\mathfrak{C} \cos \gamma t + \frac{e^{-\varepsilon t}}{\gamma} \sin \gamma t \left\{ \varepsilon \sin p\mathfrak{C} - \frac{1}{\mathfrak{B}p} - p \cos p\mathfrak{C} \right\} + \sin p(T - \mathfrak{C}) \right] \dots\dots\dots(11)$$



(11) 式中の各常数を示すと第 4 表の如くである.

第 4 表

T_p	\mathfrak{B}	$\sin p\mathfrak{C}$	$\left\{ \varepsilon \sin p\mathfrak{C} - \frac{1}{\mathfrak{B}p} - p \cos p\mathfrak{C} \right\}$	$p\mathfrak{C}$	t	$e^{-\varepsilon t}$	$e^{-\varepsilon t/\gamma}$
5	1.0007	0.0323	1.5055	0.0260	0.0	1.0000	0.0313
10	2	163	1.8720	259	0.1	0.1845	0.0058
15	1	108	2.6235	2.9	0.2	0.0340	0.0011
20	0	87	3.3503	259	0.3	0.0062	0.0002
					0.4	0.0011	0.0000
					0.5	0.0002	0.0000
					0.6	0.0000	0.0000

大氣中の波浪の波長は Wegener の Potsdam に於ける観測⁽¹⁾によりても石丸氏⁽²⁾淵氏⁽³⁾の測定によりても 200 米以上であるから, 現在用ゐられて居る旅客機にて受ける週期はまづ 5 秒前後以上と考へてよい. 故に記象の検測には (11) 式を

$$a = \frac{V x_m p^2}{n^2} \sin pt \dots\dots\dots(12)$$

と置いて可いと考へられる.

今衝撃性の運動として⁽⁴⁾

$$x=0, \quad t \leq 0$$

$$x = x_m(3 \sin pt - \sin 3pt), \quad 0 < pt < \pi$$

$$x=0, \quad \pi < pt$$

(1) Wegener. Thermodynamik der Atmosphäre. p. 163.
 (2) Y. Isimaru: Geophys. Mag. Vol. IV (Okada volume).
 (3) 淵 秀隆: 航空氣象報告. 第 1 卷 第 1 號.
 (4) H. Kawasumi: Bull. Earthq. Res. Inst. Vol. XIV, p. 319, 1936.

にて與へられるとすれば

$$a = \frac{V x_m p^2}{n^2} (3 \sin pt - 9 \sin 3pt) \dots \dots \dots (13)$$

(4) 直視用加速度計に就いて考へて見る. 今各常數を第 5 表の如く與へる.

第 5 表

T_0	V	ϵ	n	\mathfrak{B}
0.16 ⁸	9.8	0	3.9	1

(5) 式は

$$\ddot{x} + n^2 x = -V \ddot{x}$$

今 $t \leq 0$ まで A なる加速度が加はり $t > 0$ には $\ddot{x} = 0$ とする.

$$a = \frac{A}{n^2} \cos nt \dots \dots \dots (14)$$

(14) 式によりまづ目安だけには用ひられると思はれる.

5. 結 尾

以上により今回製作せられた直視加速度計及空氣制振器附加加速度計の機構及び性能を記した. 未だ不十分なる點が可成りあるが今後の製作により改良したく思つて居る. 又本器により「氣流の悪さ」の測定にとりかゝつて居る.

本研究は和達支臺長の御指導により行ひ居るものにて, 製作は災害科學研究所の生嶋, 栗田, 大阪支臺の桑野, 石塚の四氏により行はれた. 此處に厚く深謝の意を表す. 自記用時計については海洋氣象臺の日高, 岡田兩技師, 前田大阪測候所長に御世話になつた. 且又觀測に當つては日本航空輸送會社大阪支所より特別なる御便宜を與へられた. こゝに厚く御禮申上げる次第である.

空 電 調 査 報 告

會 我 義 徳, 藤 原 寛 人

緒 言

本調査報告は昭和 7 年乃至昭和 10 年の 4 ケ年間中央氣象臺に於て送信用空中線 (高さ 60 m スパン 120 m 固有波長約 860 m) を使用して, 氣象送信時間以外 30 kc に於ける空電を連續自記せしめて統計し, 主として氣象との關係に就いて調査したるものである. 觀測及調査は掛員一同によりなされたものである.

第 一 章 空 電 回 數 記 録 装 置

受信装置は昭和 5 年朝倉重郎氏の發表したるものと同一なるも, 自記器はアネモシネモグラフの代りに電接自器を使用したものである. 自記装置は前報に於けるものと同一であるが, 電源部にエリミネーターを使用してゐる點が異なる. 本装置の誤差を無くするために, 眞空管の消耗, プレート電壓の降下其他回路定數を決定する部分等には注意を拂ひリレーの動作電流に對しても注意した. リレーの動作する最小電流約 5 ma を變壓器の二次に得るにはアンテナに約 762.42 μ v/m の電界強度を必要とする. これは中央氣象臺沖繩支臺の氣象放送の電界強度を標準として Austin-Cohen 氏の實驗式より算出したものである. 記録装置の主要部分には電流計を挿入し, 其他リレーの接點には特別の注意を拂つた. かくして實際記録したものはリレー限度以上の電流を與へる空電の回數である. 此回數を表はす記録曲線は既に前記朝倉氏又は佛國ビューロー氏の報告等にあるものと同様であるから本論文には之を示さない. 又此の曲線から毎 1 時間の總回數を讀取つて作つたが, 其表も大きくなるから本報告には省く. 以下は此原表より更に調査した結果である.

第 二 章 空 電 回 數 の 年 變 化

昭和 7 年より昭和 10 年に至る 4 ケ年間の月別 1 時間平均の空電回數と月別平均氣壓, 氣温及び月別全國雷雨發現總回數との關係を第 1 圖に示す. 圖の如く空電回數は氣壓と反比例し, 氣温, 雷雨發現回數とは正比例して變化してゐる. 雷雨と空電との關係は更に後述するが此のグラフに表はれた

上からでは年変化として空電回数は温度及雷雨發現回数と密接なる関係を有する。尙本報告に於ける氣壓、氣温は中央氣象臺觀測掛の記録より採り、雷雨發現回数は同雷雨掛の調査せるものである。空電回数の最低は1月、11月等冬期に起る。最高は夏期に多く6月、7月8月に見られる。第2圖は4ヶ年平均の空電回数年變化を示す。此の圖に於て見られる如く空電回数の最大値が雷雨、温度の最大値と同期に出現する關係がある。

第三章 空電回数の日變化

月別日變化を4ヶ年グラフにして見た結果之等の曲線は4個の型式になる(月別日變化圖は省略する。)

第一型(冬期型) 12月、1月、2月に屬するもので曲線が一般に平で變化が少なく、回数は少く、各年別による曲線の上下は現れない。

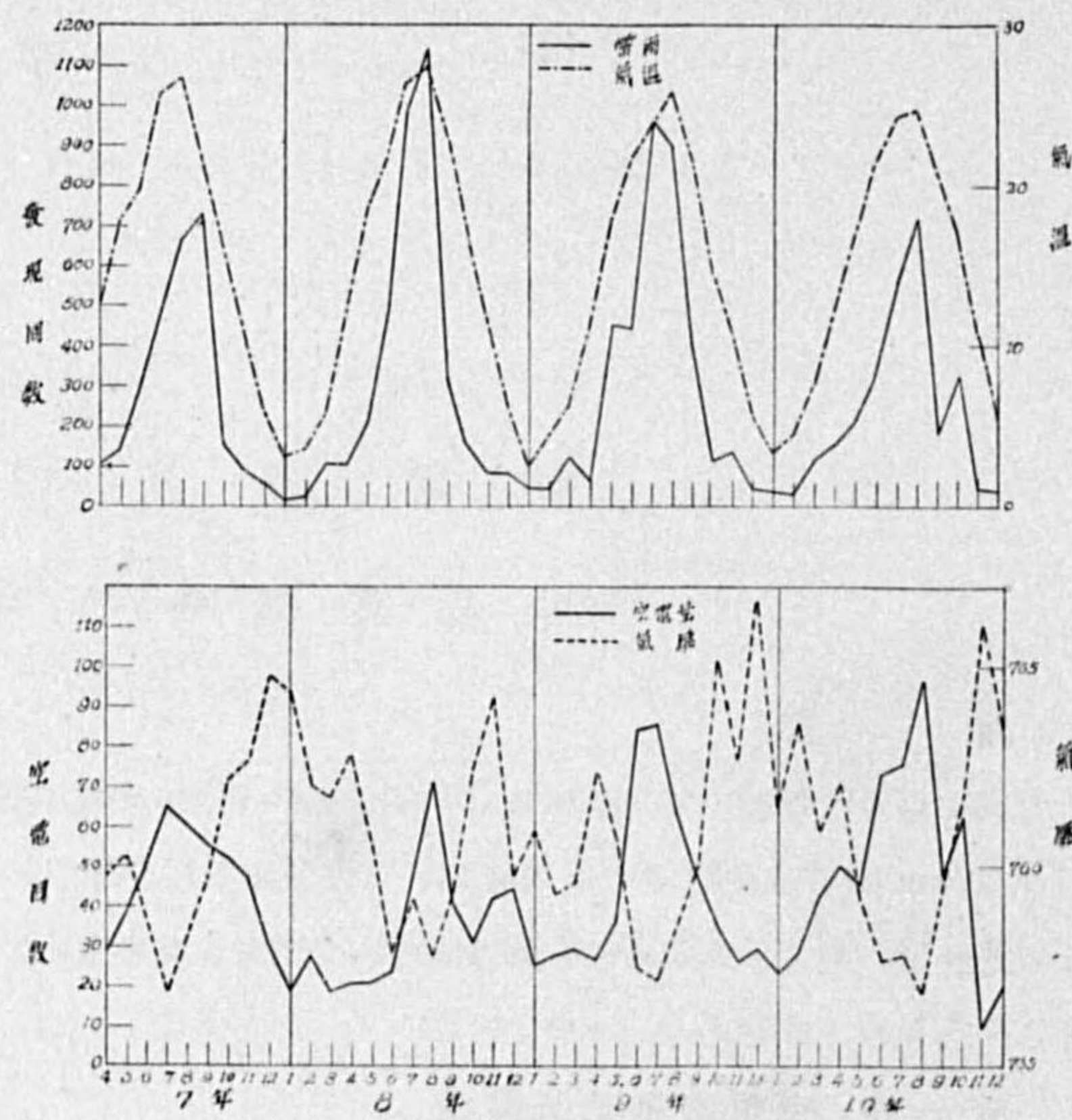
第二型(春期型) 3月、4月、5月に屬するもので 曲線は平で回数は第一型より増加を示す。年別により曲線の上下がある。

第三型(夏期型) 6月、7月、8月に屬するもので、第一極大の異常なる増加があり、年別による曲線が互に交つてゐる。

第四型(秋期型) 第一極大は減少し春期に類似した各年の平行的位置が現はれてゐる。

次に月別日變化のグラフを4ヶ年平均して、参考のため Watson Watt 氏の空電強度の曲線を太線を以て第3圖に並記する。固より一方は回数一方は強度であるから比較するのは無理であるがその類似してゐるのは寧ろ驚くべきである。第4圖は全年平均空電日變化と東京氣象要素との關係を

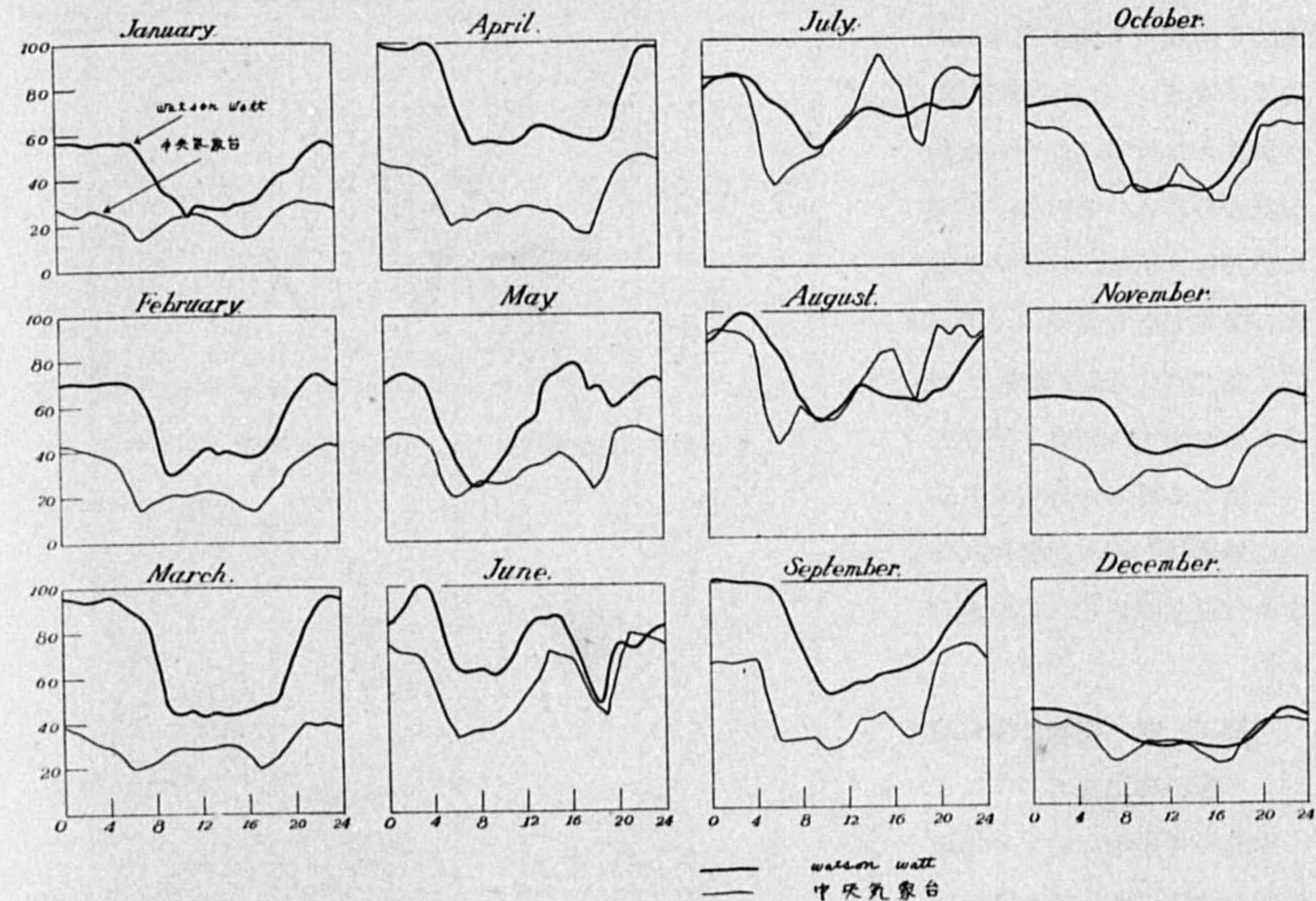
第1圖 空電回数と月別平均氣壓氣温及全國雷雨發現回数



第2圖 空電回数年變化(4ヶ年平均)と氣壓氣温全國雷雨回数の年變化(4ヶ年平均)との關係



第3圖 空電月別日變化(4ヶ年平均)



示す。圖に於て空電回数増加は8年、9年、10年の順序に増加してゐるのに対して雷雨發現回数及温度の曲線は8年が最高値を示してゐる。氣壓も空電も複振動をなし大體に於てはその變化は逆であるが夜間丈は同時刻に起る。次に各極大の時差を表示する。

	午前 極小時	日中 極大時	午後 極小時	夜間 極大時
空電	7 ^h	14 ^h	18 ^h	22 ^h
氣壓	3 ^h	9 ^h	15 ^h	22 ^h
差	4 ^h	5 ^h	3 ^h	0 ^h

午前極小午後極小共に、3、4時間氣壓の方が早い、極大の方は日中極大に5時間の差が出て夜間極大に差がない。然し空電の日中極大は前記の如く多分に雷雨に影響されてゐる點から考へて、其影響の少ない冬期の4ヶ年平均に就いて見るに、

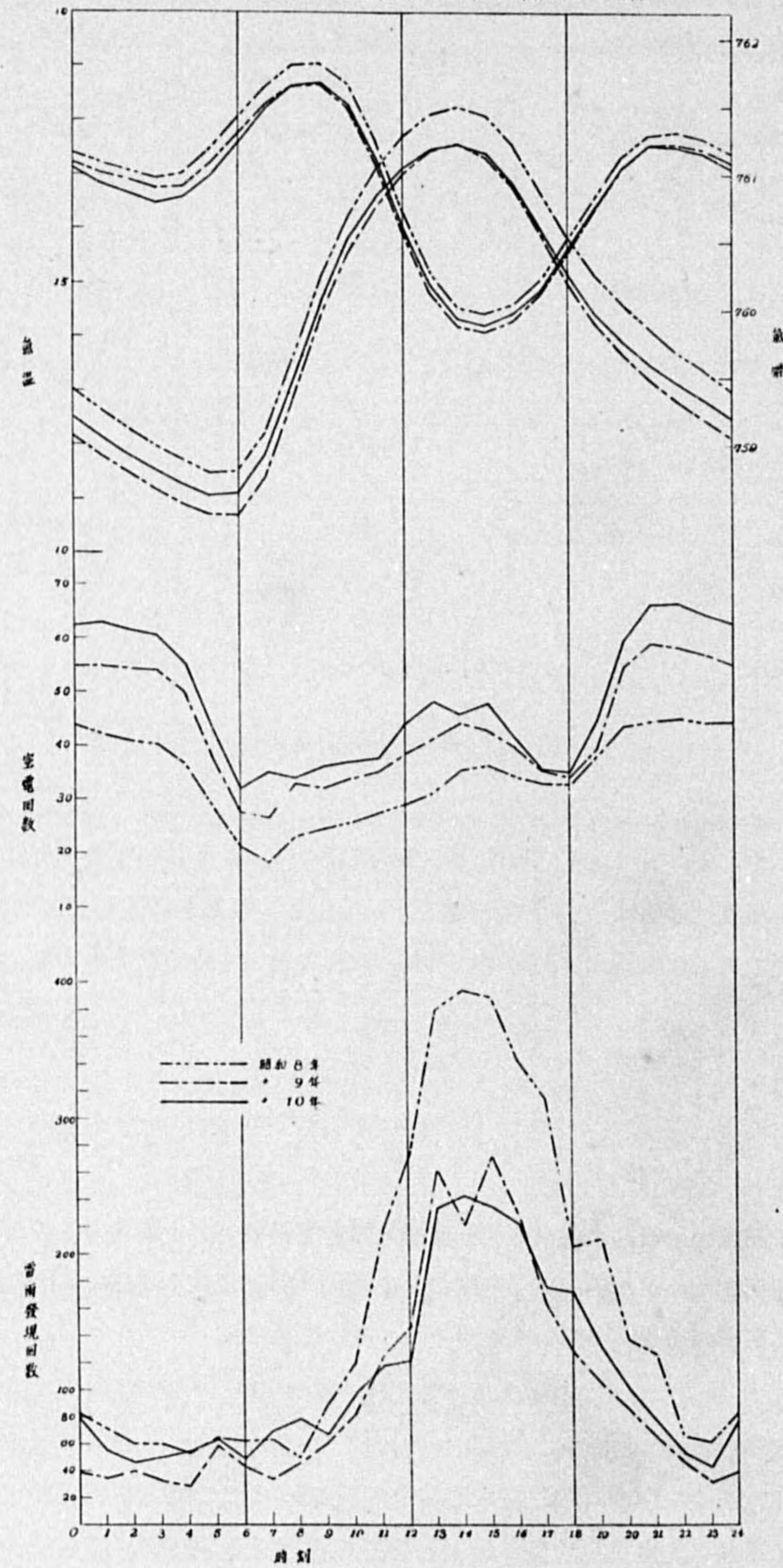
	午前 極小時	日中 極大時	午後 極小時	夜間 極大時
空電	7 ^h	12 ^h	16 ^h	21 ^h
氣壓	3 ^h	9 ^h	15 ^h	22 ^h
差	4 ^h	3 ^h	1 ^h	1 ^h

この表より見れば1日に2回現れる振動の内初めのものに於ては空電の3,4時間の遅れが見られ後者には大きな差が認められぬ。要するに空電に於ては日出時、日没時の影響が顕著であり夏期の午後に於て雷雨の影響が顕著であり、此の兩者の影響を除き去つた残りに於て、恐らく氣壓又は氣温の直接の影響は其存在ある限り認められるであらう。

第四章 空電の極大時極小時に就て

空電の日變化に於て2回宛の顯著な極大極小のあるのは極めて明瞭であるが此外尙2回宛の小極小、小極大を考へ得る様である。依つて4ヶ年の平均月別日變化圖より極大時極小時及其回数第1表に示した。便宜上極小を m 極大を M として日出時に現れる第一極小を m_1 とし、以下 $M_1, m_2, M_2, m_3, M_3, m_4, M_4$ で表はし第5圖に示す。 m_1 は日出時と平行して變化してゐる。 M_1, m_2 は平行して變化し兩者共に夏期出現時が早くなる。 M_2 と m_3 とは平行して

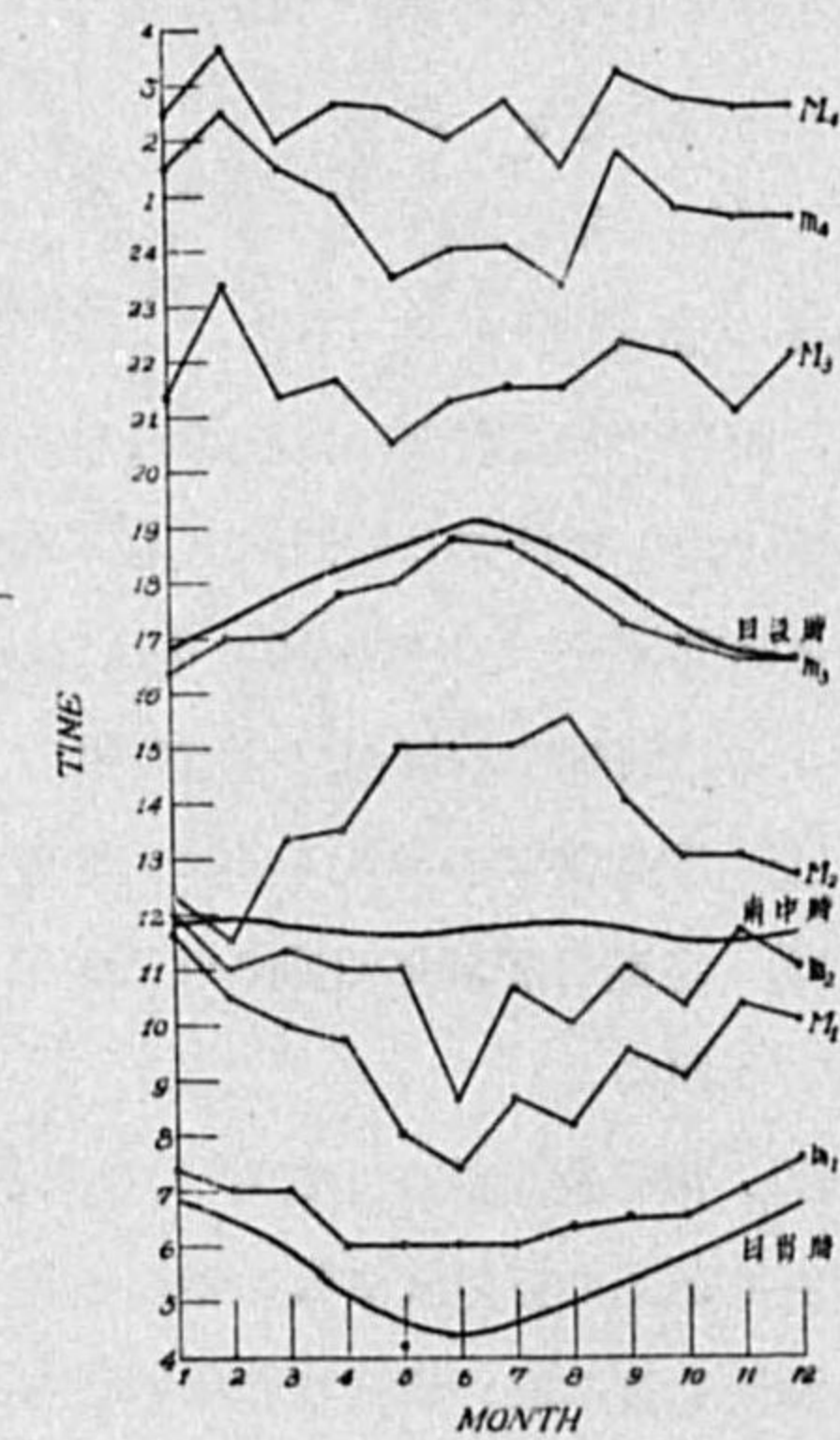
第4圖 各年平均空電回数日變化と氣温との關係



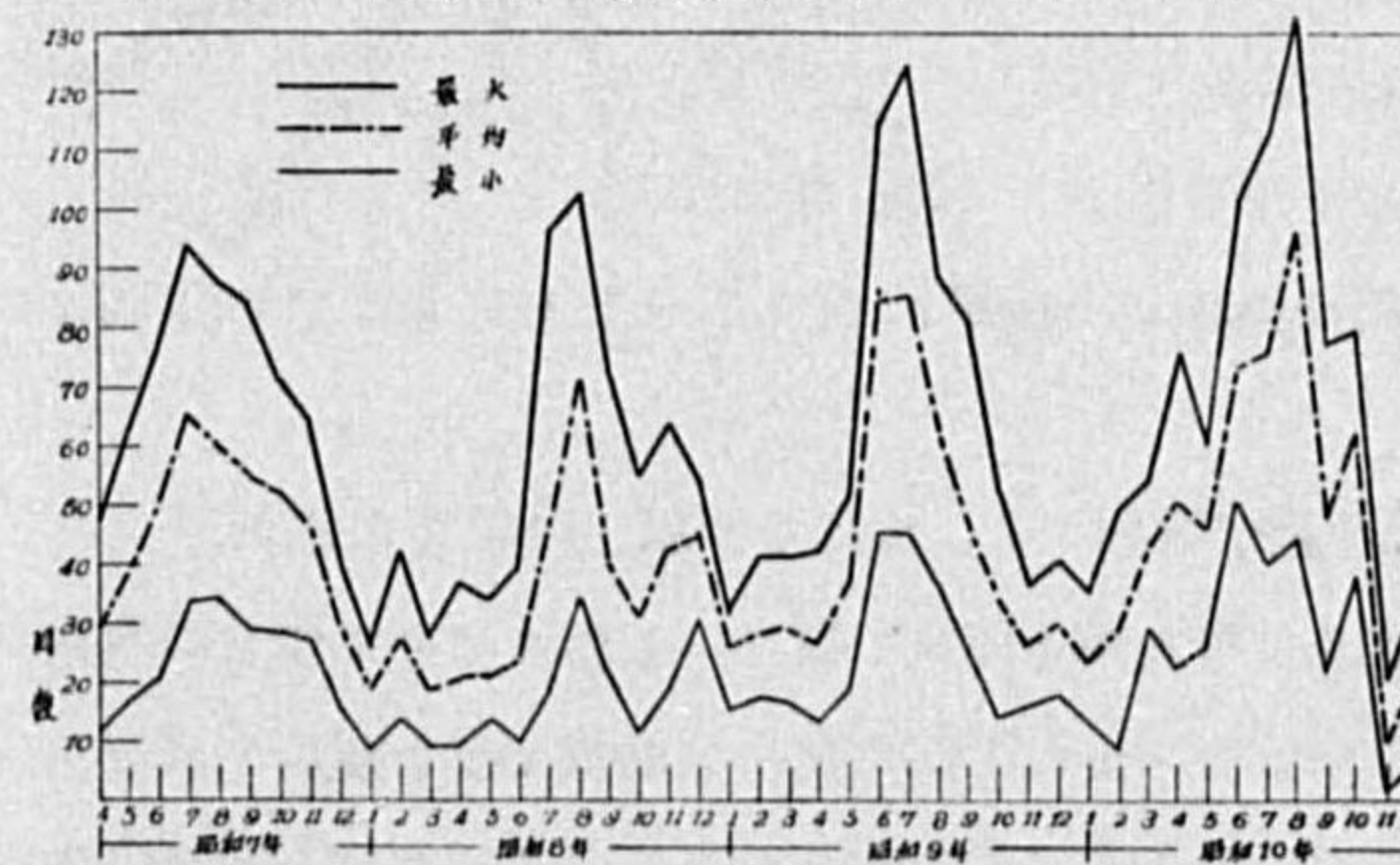
第1表 極大時極小時の季節變化

	m_1	M_1	m_2	M_2	m_3	M_3	m_4	M_4
1	7:20	11:40	12:00	12:20	16:20	21:20	1:30	2:30
2	7:00	10:30	11:00	11:30	17:00	23:20	2:30	3:40
3	7:00	10:00	11:20	13:20	17:00	21:20	1:30	2:00
4	6:00	9:45	11:00	13:30	17:45	21:40	1:00	2:40
5	6:00	8:00	11:00	15:00	18:00	20:30	23:30	2:30
6	6:00	7:20	8:40	15:00	18:45	21:15	24:00	2:10
7	6:00	8:40	10:40	15:00	18:40	21:30	24:00	2:40
8	6:20	8:10	10:00	15:30	18:00	21:30	23:20	1:00
9	6:30	9:30	11:00	14:00	17:10	22:20	1:40	3:10
10	6:30	9:00	10:20	13:00	16:50	22:00	24:40	2:40
11	7:00	10:20	11:40	13:00	16:30	21:00	24:30	2:30
12	7:30	10:00	11:00	12:40	16:30	22:00	24:30	2:30

第5圖 空電回数の極大時 (M) 極小時 (m)



第6圖 空電回数の最大値最小値及平均値の年變化



夏期に時間が遅れる。尙 m_3 は日没時と平行してゐる。 M_3, m_4, M_4 それも稍平行してゐて夏朝幾分早く現れ、又2月及9月遅く現れるのが顯著である。

以上曲線の傾向には三種ある。即午前型、午後型、夜間型であつて、午前型午後型は南中時を境に逆の關係になつてゐる。 M_2 が夏期に遅れるのは雷雨が午後發生する爲であらう。 m_1, m_3 は日出、日没に於て阻害された電波傳播の影響である。第6圖には各年各月の極大値、極小値、平均値の變化を示す。三回線は平行して増減してゐる處より見れば空電は直接の雷雨の影響を除いても尙季節的に何等かの影響あるを思はしめる。

第五章 顯著雷雨の發生と空電

空電と雷雨とは密接なる關係にあることは既に幾多の學者により研究せられ、Lacoste 氏、Dean 氏等空電の方向測定に依り天氣豫報可能なりと述べてゐる。前述せる如く空電量と雷雨發現數とは年變化に於て比例してゐるが更に中央氣象臺雷雨掛の發表による顯著雷雨と同日の自記器に表はれたる空電回数との關係を調査して見ることにする。第2表は各年毎に調査した顯著雷雨と東京空電回数との統計表である。表により4年間を顯著雷雨日に於ける空電回数は平日より約28.3%増加すると云ふ結果を得たが、7年、8年は雷雨報告に顯著雷雨として擧げてある數が9年、10年に比

較して少なかつたから、幾分此のパーセンテージも異つて来るかも知れない。然し一般的に見て30%前後が至當であらう。

第2表 顯著雷雨日に於ける空電回数の増加

昭和 年	顯著雷雨日数	當日平均空電回数合計 (1時間の回数)	月平均空電回数合計 (1時間の回数)	増加率
7	5	266.0	198.2	34.2%
8	6	271.0	198.5	36.5%
9	24	1231.3	1422.3	-13.4%
10	23	2325.7	1371.6	69.0%
合計平均		4094.0	3190.6	28.3%

昭和9年に雷雨の回数が相當あつたに拘らず減少した理由は不明である。又特に顯著であつた雷雨に對しては當日の記録と比較して詳細に調査した結果雷雨報告に雷雨發生時刻として記載してある時刻より2,3時間或はそれ以上早期に自記器による空電回数が急激に上昇するのが認められた。この曲線は本報告では省略する、以上を要約すれば。

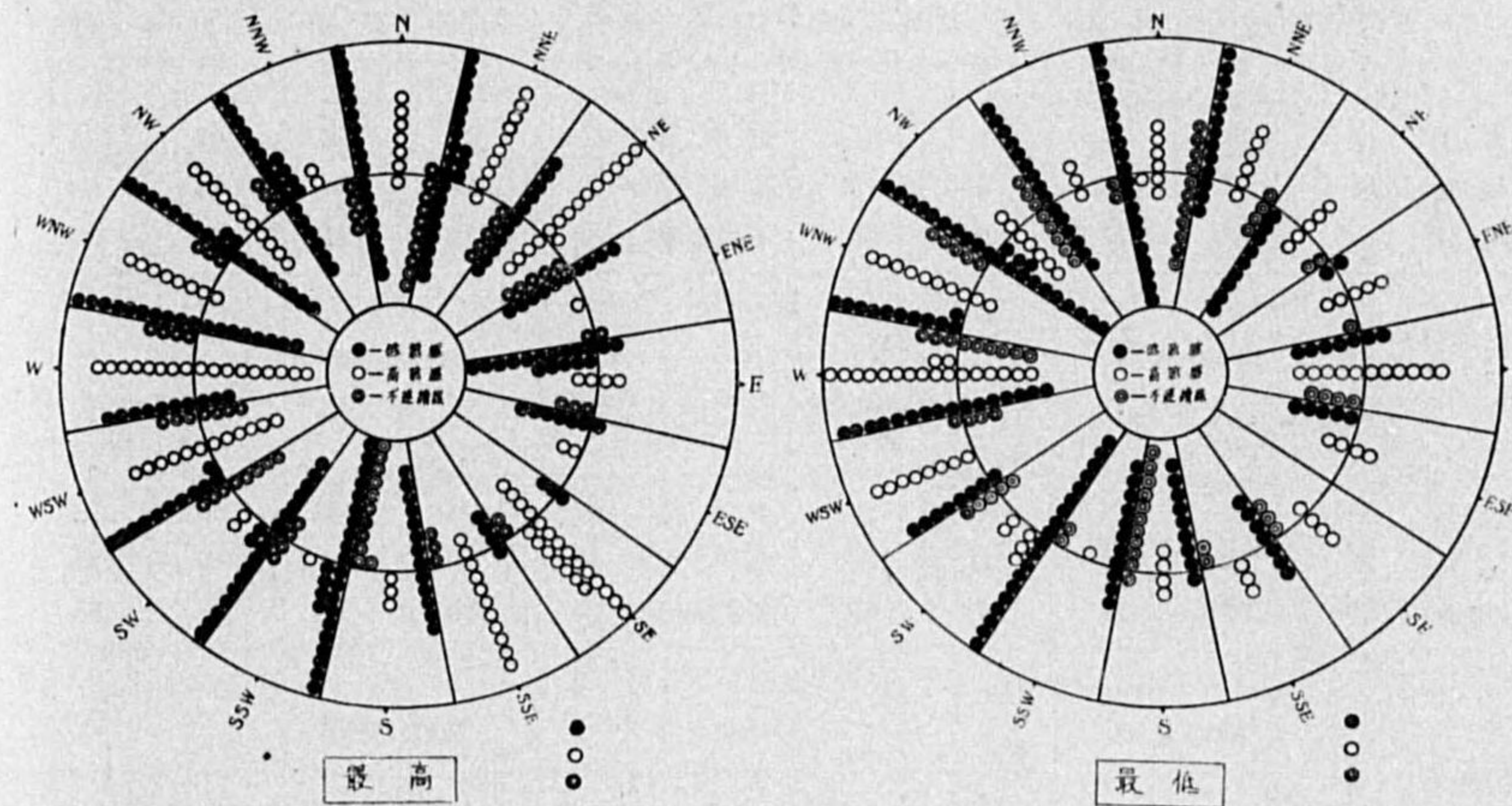
- [1] 顯著雷雨の發生と共に大體空電回数は平日値より30%増加する。
- [2] 空電自記器に記録される雷雨の範圍は内地から朝鮮に渡り必ずしも東京附近の雷雨のみに限らない。
- [3] 雷雨發生前少くとも1時間前自記回数が増加する、或はそれ以上の場合もある。

以上によりて自記紙に數ヶ年の各月平均値及び増加率を印刷し置き、これに依りて當日の空電回数の偏倚を読み取れば雷雨發生を知る事が出来よう。更に二點に於て方向探知機を使用すれば雷雨發現地點を知る事が出来よう。又異常空電の減少によりて消失時が分かる。但し總ての異常空電が皆雷雨によりて起るや否や本調査では確かめ得ない所であるから、以上の如き雷雨豫知法の適中率は不明である。

第六章 空電回数と低氣壓其他との關係

空電と低氣壓との關係は多くの研究により殆んど「低氣壓の移動速度大なるものにより空電は發生される」と云ふ意見に一致せるものゝ如くである。然し此等の研究は方向性に重きを置いて量的には餘り言及してゐない。次に述べるのは空電回数と低氣壓其他との關係を量的に見た結果である。空電と低氣壓との關係を調査するには各1ヶ月間に起つた空電回数の最高日と最低日とを各一つ宛選出して其の當日に於ける氣象状態と比較したのである。便宜上東京を中心として1000kmと2000kmとの二圓を畫きこの圓に含まれる低氣壓、不連続線、高氣壓を抽出したのである。尙東京よりの低氣壓、高氣壓、不連続線の中心方向も考へて見た。不連続線が我が國に於ては大體延長方向が南北に近いし必ずしも直線では無いから、中心位置を決定するのは難かしい。大體の方向である。天氣圖は正確を期するために1日の6hと18hとを取り上記の方法で拾ひ出した結果は第7圖及第8圖に示す。尙全期間を通じて空電回数異常變化の低氣壓、高氣壓等との關係を調査したが長くなるから省く事にする。

第7圖 空電最高日に於ける低氣壓、高氣壓、不連続線數及び方向



圖より見れば

- 1. 最高日も最低日もN-Sより東側は大體數が寡い。これは觀測所の寡い爲である。
- 2. 低氣壓兩圖より判然たる相違を發見し得ず。
- 3. 高氣壓
空電最高日にはNE, NNE, SE, SSEの方向に多い。
- 4. 不連続線 明確な相違を認めぬ。

結局方向性に就ては高氣壓にのみ認められる。第3表は空電回数の最高日と最低日とに於ける低氣壓數、高氣壓數、不連続線數の四季別及年別總計表である。この表の如く高低氣壓及不連続線と空電との間に季節的相違のある理由は雷雨と低氣壓との關係にも依るものゝ様である。即夏期は低氣壓の發現によりて雷雨は閉息する。之に反して冬期は低氣壓に伴ふ雷雨が起る。従つて夏は低氣壓の時空電減じ冬は増す譯である。高氣壓、不連続線に就いても研究すれば相當の理由はあるに相違

第3表 季節別及年別に見たる空電最高日と最低日の低氣壓、高氣壓、不連続線數

	1000 KM					2000 KM				
	春	夏	秋	冬	合計	春	夏	秋	冬	合計
低氣壓	22	25	35	28	110	59	56	61	56	232
高氣壓	10	9	14	3	36	37	30	36	25	128
不連続線	17	20	14	14	65	25	21	19	20	85

1000 KM						2000 KM					
最低日						最低日					
	春	夏	秋	冬	合計		春	夏	秋	冬	合計
低気圧	27	25	21	22	95	低気圧	52	55	36	47	190
高気圧	14	7	8	4	33	高気圧	24	24	24	26	98
不連続線	20	12	17	10	59	不連続線	30	19	21	10	80

1000 KM						2000 KM					
最高日						最高日					
	七年	八年	九年	十年	合計		七年	八年	九年	十年	合計
低気圧	27	33	24	26	110	低気圧	67	64	51	50	232
高気圧	12	8	8	8	36	高気圧	44	36	29	19	128
不連続線	17	14	13	21	65	不連続線	27	18	17	23	85

1000 KM						2000 KM					
最低日						最低日					
	七年	八年	九年	十年	合計		七年	八年	九年	十年	合計
低気圧	23	29	24	19	95	低気圧	49	54	41	46	190
高気圧	10	9	5	9	33	高気圧	32	32	13	21	98
不連続線	17	12	13	17	59	不連続線	20	18	16	26	80

ない。次に天気圖を参照して数日間の空電回数の変化を見たが、明瞭なる関係は発見出来なかつた。これは回数のみによつて比較した點と空電が低気圧不連続線以外の發現點より來たものが自記されるためと思はれる。

第七章 磁気嵐と空電との關係

磁気嵐と空電との關係に就ては磁気嵐襲來の際に空電強度は平常より増加すると云はれて居る。此處では磁気嵐の著しかつた日の空電数を平日量と對照して第4表に示す。その結果は

磁気嵐の日に平均より空電回数の増加せる日數 19 日

磁気嵐の日に平均より空電回数の減少せる日數 34 日

となつて、磁気嵐の起る日には空電量減少する傾向であると認められる。又4ヶ年の合計の上から見れば空電回数は約10%だけ平均値より磁気嵐の當日の方が減少して居るのが見られた。磁気嵐當日が月の空電回数の最少日に當つてゐるのが2日見られた。又増加及減少の日數に相當の差があるのにも拘らず、減少率が10%に止まつたのは、磁気嵐當日に空電回数が増加する場合と減少する場合とに於て前者の方が増加率が大きく後者は減少率が少ないと云ふ事になり、然も減少する日數は多い爲である。磁気嵐と空電との關係に就ては今迄餘り研究が進まない様であるが以上の統計が

第4表 主要磁気嵐(柿岡観測)と空電量

年	月日	性質	空電量	空電量 平均値	備考	年	月日	性質	空電量	空電量 平均値	備考	
7年	5 29 th	緩	168.3	193.0			5 2 th	稍急	30.5	36.6		
	7 5	〃	82.7	66.2			5 11	稍急	32.9	〃		
	8 27	〃	62.3	60.5			5 18	〃	26.1	〃		
	9 6	〃	57.8	51.4			6 4	稍急	56.6	84.8		
	10 14	稍急	60.2	52.3			6 11	緩	86.8	〃		
8年			426.3	423.4		6 14	稍急	108.2	〃			
	1 15	緩	9.3	18.1		7 3	〃	91.4	85.8			
	2 19	〃	24.3	27.7		7 30	〃	60.8	〃			
	2 24	〃	38.3	〃		8 26	稍急	19.0	67.9	最低日		
	3 18	〃	11.0	19.5		9 16	緩	38.8	45.9			
	4 30	急	27.7	20.8		9 24	〃	35.5	〃			
	5 29	〃	33.8	21.9		10 24	稍急	29.8	33.9			
	7 23	稍急	18.8	44.2		11 7	〃	42.2	31.1			
	8 5	〃	34.8	69.5		12 1	〃	24.4	29.7			
	9 8	〃	30.3	40.6		12 3	緩	26.4	〃			
9 13	〃	27.6	〃		12 11	稍急	14.0	〃	最低日			
9 25	〃	54.7	〃		12 29	緩	40.8	〃				
10 18	緩	17.8	30.8				1020.8	1128.6				
9年			328.4	402.0		10年	1 27	急	20.7	23.8		
	1 1	稍急	57.9	24.9			4 8	不明瞭	10.9	51.6		
	1 28	〃	4.8	〃			6 7	〃	97.8	69.1		
	2 8	〃	11.2	29.4			6 9	〃	124.0	〃		
	2 15	〃	41.6	〃			7 24	〃	62.9	73.9		
	3 1	緩	42.4	28.2			9 10	不明瞭	33.2	48.2		
	3 4	〃	27.4	〃			9 23	緩	31.3	〃		
	3 14	〃	13.5	〃			9 24	〃	46.0	〃		
	3 20	〃	39.2	〃			10 20	不明瞭	24.9	60.9		
	3 31	〃	18.6	〃			10 24	急	22.2	〃		
								473.9	553.9			
									合計	2249.4	2507.9	
									平均	42.4	47.3	

幾分でも役立てば甚だ結構である。

第八章 太陽黒點と空電との關係

1917年にDe Grost氏が空電の原因は太陽の輻射線にあるだらうと發表した。併し米國海軍其他の調査に依れば其の間の關係は不規則で決定的でなかつた。Austin氏は空電の研究に長期間の記録を取つて統計的に理論付けて來たが、太陽黒點の多い年は空電が少く、黒點の少ない年は空電が多いと結論した。併し其の他には資料の見べきものが少ないから氏の發表にも十分に信を置かれるに至らなかつた。昭和10年過ぎの變化は今後の統計により説明せられる部分である。尙太陽黒點指數は柿岡地磁気観測所の観測値を引用せるものである。第5表及第9圖は中央氣象臺柿岡地磁気観測所に於て観測した此期間の太陽黒點指數と空電との對比であるが、空電の年變化に重なりて存在する3ヶ月乃至5ヶ月周期の小浮沈は太陽黒點指數の浮沈と可成り良い逆相關をなして居る。

之を更に明瞭に見る爲に太陽黒點の11ヶ月平滑曲線を作り夫よりの偏差と空電回数年平均年變化からの各年各月の偏差を作り、其の兩者を比較したものが第9圖で、此の兩者の相關係數を取りて

$$R = -0.246$$

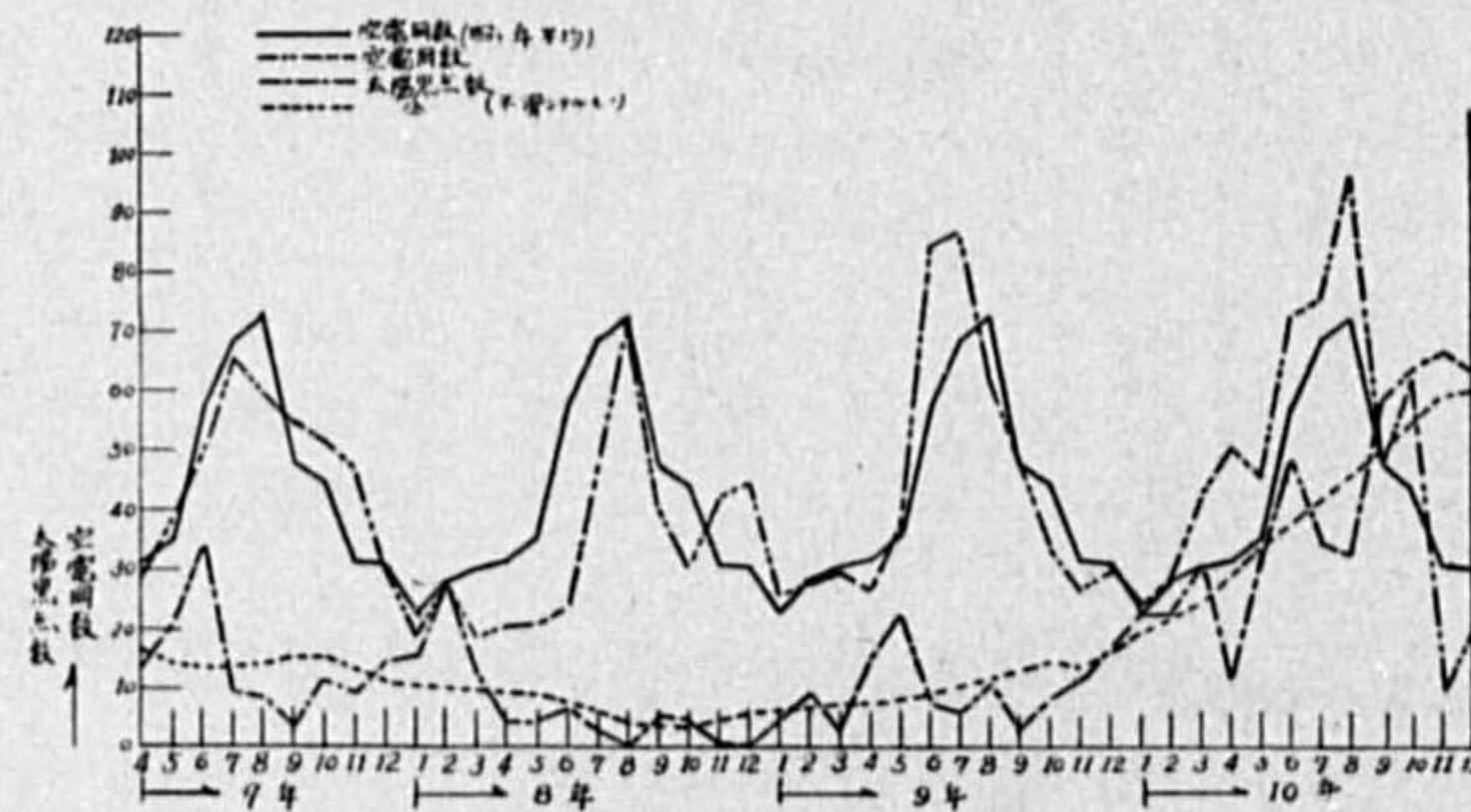
を得た。即以前Austin氏の得た所を十分に裏書きした結果となつた。併し注意すべきは逆相關に

第5表 太陽黒点数月平均(柿岡観測)と空電月平均回数

年 月	7		8		9		10	
	太陽黒点数	空電平均回数	太陽黒点数	空電平均回数	太陽黒点数	空電平均回数	太陽黒点数	空電平均回数
1	13.6		15.8	18.7	4.2	25.4	22.2	23.3
2	11.0		27.6	27.6	9.8	27.9	22.5	28.4
3	14.2		12.4	18.8	3.0	29.2	30.7	42.5
4	13.8	28.5	4.6	20.6	14.5	26.6	11.8	50.5
5	22.1	38.6	4.6	20.9	22.2	36.4	32.3	45.7
6	34.0	49.9	6.9	23.3	7.2	34.5	48.2	72.9
7	9.3	65.3	2.9	46.8	5.7	35.6	34.8	75.7
8	8.3	60.4	0	71.1	10.2	62.1	32.8	66.4
9	3.5	55.1	5.5	40.9	3.3	47.2	59.1	47.7
10	11.4	51.9	4.7	30.6	8.0	34.0	64.3	62.3
11	9.2	46.8	0.5	42.2	11.0	26.3	66.9	9.4
12	14.9	29.6	0	44.3	16.8	29.6	63.9	19.6
平均	13.54	47.4	7.38	33.9	9.91	42.9	40.30	47.9

あるのは数ヶ月変化の短変化に關して
 々あつて、長周期のものでは却つて正
 相關かと思はれる點がある。是れは實
 は Austin は云はないが氏の曲線に於
 ても認められる所である。此の長周期
 變化の相關は双方の年平均値の變化に
 於て認められる。即ち昭和8年に双方
 共に極小に達し夫れより次第に増加し
 て居る。

第9圖 空電回数と太陽黒点数との關係



結 論

1. 年變化に於て空電量は氣温、雷雨發現回数と正比例して變化し、氣壓とは逆相關になる。
2. 日變化に於て、日出時日没時の電波傳播上の影響が見られる。又雷雨に影響されて午後に現れる極大値は季節的に變化する。全年日變化に於ては氣壓と空電との周期的關係が発見出来る。
3. 空電の日變化には極大及極小が各4個宛ある。而して、各極大極小の起時の年變化よりして、其れ等の間に著しい特性が認められ、夫れによりこれを3種に分類して、午前型、午後型、夜間型とした。午前型の年變化は日出時曲線と平行し、午後型は日没時曲線に平行して居るが夜間型は之等何れとも異り、各自相互には相平行した複振動を示して居る。
4. 雷雨と空電とは可成り密接な關係を見出す事が出来て、尙この調査を基として 實用方面に一步を進むるべき方法を提示した。
5. 低氣壓、高氣壓、不連續線と空電との關係に於ては季節別に夫々の影響を見出した。併し、其れ等の存在する方向に就ては確然たる特殊性は見られなかつた。

6. 磁氣嵐と空電とは逆の關係があるらしく、磁氣嵐當日は空電量の減少を認めた。
7. 太陽黒點と空電とは明かに逆相關を見出した。即ち、相關函數は $\gamma = -0.246$ を得た。尙ほ數ヶ月の變化に於ては逆相關を示すも、年變化では却つて正比例して、變化するかの如くである。

謝 辭

此の調査に當り、雷雨掛、觀測掛、豫報掛より、記録を拜借致し、色々御注意下された事に對し、謝意を表し、尙製圖は加藤技手の御努力により、調製せられたるものであつて、深く謝意を表し擧筆する。

参 考 文 獻

- (1) 朝倉重郎: 氣象集誌. 第2輯, 第9卷.
同 The national research council of Japan 1931.
- (2) L. W. Austin: I. R. E. V 15 P. 837 1927.
- (3) 金原 淳: 無線工學講座 10.
- (4) 柳本俊亮: 中央氣象臺彙報, 第四冊
- (5) Watson Watt: J. I. E. E. V 64. P. 596 1926.
- (6) Lacoste, J. et: Rothe E.: CR, T 173 P. 843 1921.
- (7) S. W. Dean: I. R. E. V 17 P. 1185 1929.
- (8) Kincaid: I. R. E. Vol. 15 P. 843 1927.
- (9) 中井友三: 電氣試驗所研究報告. 第322號, 1931.
- (10) L. W. Austin: J. F. I. V 191 P. 619 1921.
- (11) L. W. Austin: I. R. E. V 14 P. 373 1926.
- (12) L. W. Austin: I. R. E. V 14 P. 663 1926.
- (13) Karl. G. Jansky: I. R. E. V 20 P. 1920 1932.
- (14) G. H. Munro: Radio Research Board V 5 1932.

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関係に就いては今道技師の発表あり、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_s)

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刻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

(1) 電信電話學會雜誌、昭和 11 年 10 月。

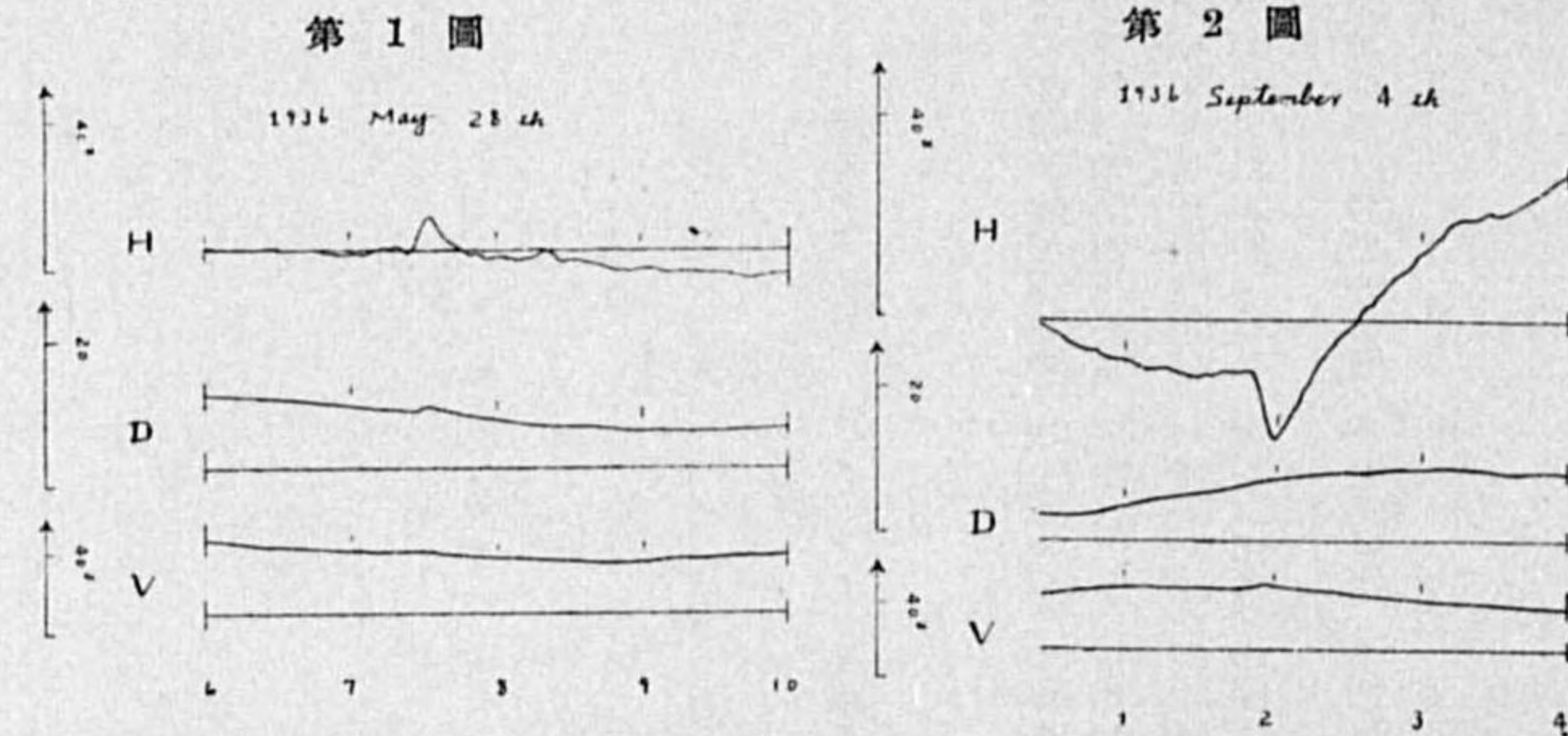
第 1 表 (其の一)

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	歐		なし	擾亂中なる故不確	
	25	〃		不明		
	2 13	〃		急減		
	15	米		不明		
	21	歐		なし		
	26	〃		なし		
	3 13	〃		なし		
	20	極東	時分 時分 10 45—11 00			第 2 表
	7 6	歐		なし		類似の變化この前爲にあり 擾亂中
	9 26	〃		なし		
	10 9	〃	23 06—23 19	-1.6 (H)		
	24	〃	23 00—24 00	不明		
11 20	〃	20 45—22 00	positive bay (H)			
21	〃	20 15—21 30	positive bay (H)			
12 3	〃	19 30—20 30				
1936	6	米	10 30—10 50	-7.6 (H)	第 2 表	
	10	歐	20 30—20 50	欠測		
	11	〃	21 30—22 20	不明	擾亂中	
	14	〃	21 00—21 30	なし		
	15	〃	21 30—21 50	なし		
	2 6	〃	22 00—22 30	positive bay (H)	第 2 表	
	8	米	10 55—11 35	10 53—11 10		
	3 10	南洋	14 30—15 10	欠測	擾亂中	
	20	歐	19 15—19 30	不明		
	21	〃	20 40—21 20	なし		
	23	〃	20 00—20 45	negative bay (D)	第 2 表	
	27	〃	18 30—19 40	なし		
	4 1	〃	18 30—19 00	なし	第 2 表	
	2	歐・米	13 00—13 15			
	7	米	10 00—10 10	-3.2 (H)	小擾亂中	
	9	〃	1 45—2 05	不明		
	25	歐	22 43—23 30	-2.0 (H)	第 2 表	
	30	〃	19 30—20 00	なし		
	5 15	歐・極東	14 45—15 20	不明	第 2 表	
	25	歐	21 25—22 20	なし		
	5 27	極東・歐	12 55—13 10	3.9 (H)	第 2 表	
	28	極東・歐南洋	12 40—13 57	5.5 (H)		
			16 25—16 56		第 2 表	
			23 05—23 30			
29	〃	2 58—3 30	なし	擾亂中		
29	〃	19 15—19 40	positive bay (H)			
6 3	極東・歐	9 15—10 25	-0.5 (D)	脈狀變化多く、不確 小擾亂中		
4	歐・米間	1 35—1 50	不明			
		13 40—14 00	1.8 (H) 1.1 (D)	脈動變化多し H 減少の傾向あり		
		20 55—21 05	不明			
5	歐・極東	11 32—11 53	-5.1 (H), 0.9 (D)	H 増加の傾向あり		
9	極東	10 32—10 50	不明			
11	米	5 55—6 20	5.8 (H), -0.9 (D)	脈狀變化多し 同上		
	歐・極東	15 18—16 00	不明			
	歐・歐米間	21 30—21 50	不明	小擾亂中にして不確 擾亂中		
17	〃	16 23—17 30	-6.6 (H)			
19	〃	18 08—18 25	不明	第 2 表		
7 1	極東	10 30—11 00	なし			
7	歐	11 15—11 25	不明	脈狀變化多し		
10	米	9 21—9 30	欠測			
15	極東・歐	14 05—14 20		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	0.7	
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 28	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 は前後数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、両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、且つ靜電場は磁場に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)ベクトルポテンシャル A は

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

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

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。

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

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

$$u = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \sum_{n_1=-\infty}^{\infty} u_{n_2 n_1} P_{n_2}(\cos\theta) e^{im(\varphi+t)+in_1 t} \dots\dots\dots(6)$$

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

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。

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

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 $e^{i p t}$ の同類の項を比較し、

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

(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。

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

こゝに M_s は (9) の特解を表す。而るときは磁場は容易に

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

地核と電離層の間にてはポテンシャル Q' 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。

$$Q' = \int \psi_e d\omega + \int \psi_i d\omega \dots \dots (12)$$

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亂部 S 全體に互るものである。もし ψ_e 或は ψ_i が表面球函数に展開されて居り、積分範囲を全球面に及ぼせるときは

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

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

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

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

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

或は $\psi_{e,s}, \psi_{i,s}$ につき解けば

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

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

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

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

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、

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

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、

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

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

但し $k_s^2 = 4\pi\sigma_c i s p$ (σ_c = 地核の傳導率) である。(17), (18) (20), 及び (21) より $\frac{\partial^2 f_s}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial f_s}{\partial r} - \left(\frac{n_s(n_s+1)}{r^2} + 4\pi\sigma_0 i s p\right) f_s = 0$ 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、

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

こゝに X_s は (9) の右邊を簡単に書いたもので

$$X_s = \sum_{n_s=0}^{\infty} \bar{X}_s P_{n_s}(\cos \gamma) = \left\{ \frac{\sigma_s}{\sigma_0} \phi_0 - \sum_{n_s-r=0}^{\infty} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \frac{4\pi b d i \{m+(s-r)p\}}{2n_s+1} (1 + \alpha_{n_s-r}^s) \bar{X}_{s-r} P_{n_s-r}(\cos \gamma) \right\} (25)$$

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、 $1 + \alpha_{n_s}^s = (2n_s+1) \frac{h}{b}$ ($h = b - c$) と出来るを以つて、

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

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

(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 $\sigma d = 5.16 \cdot 10^{-6} \text{ e.m.u.}$; $\frac{2\pi}{p} = 30$ 分とすると n_s が 2, 3 位のときは κ_r^{s-r} は 0.76 i 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 i 位) に接近し、常に 1 より小なりと考へられる。⁽³⁾

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

(1) Trans. Cambridge Phil. Soc. 22, Nr. 25, 463, 1922.
 (2) 一般の場合に就いては近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

$$\Omega' = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{n_s=0}^{\infty} b d P_{n_s}(\cos \gamma) e^{i m(\varphi+t)+i s p t} \left\{ -(n_s+1) \left(\frac{r}{b}\right)^{n_s} + \alpha_{n_s}^s n_s \left(\frac{b}{r}\right)^{n_s+1} \right\} \\ \times \iint_S X_s P_{n_s}(\cos \gamma) \sin \theta d \theta d \varphi \dots \dots \dots (29)$$

$$\Omega_0 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{4 \pi b d_0}{2 n+1} \left\{ -(n+1) \left(\frac{r}{b}\right)^n + \alpha_n^m n \left(\frac{b}{r}\right)^{n+1} \right\} \phi_{0, n}^m (1-\kappa_n) P_n^m(\mu) e^{i m(\varphi+t)} \dots (30)$$

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 常數なりと考へる)

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

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ひ、

$$\Omega' = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n_s=0}^{\infty} b d P_{n_s}(\cos \gamma) e^{i m(\varphi+t)+i s p t} \left\{ -(n_s+1) \left(\frac{r}{b}\right)^{n_s} + \alpha_{n_s}^s n_s \left(\frac{b}{r}\right)^{n_s+1} \right\} \\ \times \left[\left\{ \sigma_s - \sum_{r_1=-\infty}^{\infty} \kappa_{r_1}^{s-r_1} \sigma_{s-r_1} + \dots \right\} \frac{\phi_0}{\sigma_0} \right] \iint_S P_{n_s}(\cos \gamma) \sin \theta d \theta d \varphi \\ = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n_s=0}^{\infty} \frac{2 \pi b d}{2 n_s+1} P_{n_s}(\cos \gamma) e^{i m(\varphi+t)+i s p t} \left\{ P_{n_s-1}(\cos \gamma_0) - P_{n_s+1}(\cos \gamma_0) \right\} \\ \times \left\{ -(n_s+1) \left(\frac{r}{b}\right)^{n_s} + \alpha_{n_s}^s n_s \left(\frac{b}{r}\right)^{n_s+1} \right\} \left[\left\{ \sigma_s - \sum_{r_1=-\infty}^{\infty} \kappa_{r_1}^{s-r_1} \sigma_{s-r_1} + \dots \right\} \frac{\phi_0}{\sigma_0} \right] \dots (32)$$

但し $\left[\left\{ \sigma_s - \sum_{r_1=-\infty}^{\infty} \kappa_{r_1}^{s-r_1} \sigma_{s-r_1} + \dots \right\} \frac{\phi_0}{\sigma_0} \right]$ 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 は積分常數である。今 $\theta=0$ を S の中心にとると (E は二點間の距離)、

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

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

$b < r$ 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_s 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、

$$\Omega' = \sum_{s=-\infty}^{\infty} (\omega_s + \alpha_{n_s}^s \omega_i) \left[\left\{ \sigma_s - \sum_{r_1=-\infty}^{\infty} \kappa_{r_1}^{s-r_1} \sigma_{s-r_1} + \dots \right\} \frac{\phi_0}{\sigma_0} \right] \dots \dots \dots (35)$$

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)。

$$\frac{\Omega_1'}{\Omega_0} = \frac{\sigma_1 d}{2 d_0 \sigma_0 (1 + \kappa_0^2)} \frac{(n+1) - n \alpha_n^p \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}}{(n+1) - n \alpha_n^m \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}} \{ 1 - \kappa_0^{-1} + \kappa_0^{-2} - \kappa_0^{-1} (\kappa_0^{-1} + 8 \kappa_{-1}^{-1} \kappa_1^{-1}) \} e^{i p t} \dots (36)$$

$$\frac{\Omega_{-1}'}{\Omega_0} = \frac{d \sigma_{-1}}{2 d_0 \sigma_0 (1 + \kappa_0^2)} \frac{(n+1) - n \alpha_n^{-p} \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}}{(n+1) - n \alpha_n^m \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}} \{ 1 - \kappa_0^{-1} + \kappa_0^{-2} - \kappa_0^{-1} (\kappa_0^{-1} + 8 \kappa_{-1}^{-1} \kappa_{-1}^{-1}) \} e^{i p t} \quad (37)$$

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

$$\frac{\Omega_1'}{\Omega_0} = \frac{d \sigma_1}{d_0 \sigma_0} \frac{(n+1) - n \alpha_n^p \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}}{(n+1) - n \alpha_n^m \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}} \frac{\left\{ 1 - (L_0^2 + L_1^2) - L_0^4 - 3 L_0^2 L_1^2 + \frac{1}{4} L_1^4 \right\}^{\frac{1}{2}}}{1 + L_0^2} \cos (p t - \epsilon_1) \dots (38)$$

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

但し $L_0^1 = i \kappa_0^1$ 等を表す。同様にして

$$\frac{\Omega_2'}{\Omega_0} = \frac{\sigma_1 d}{\sigma_0 d_0 (1 + L_0^2)} \frac{L_1^1}{(n+1) - n \alpha_n^{2p} \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}} \frac{(n+1) - n \alpha_n^{2p} \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}}{(n+1) - n \alpha_n^m \left(\frac{b}{a}\right)^{2n+1}} \{ 1 + 3 L_0^2 - 4 L_1^2 \}^{\frac{1}{2}} \cos (2 p t + \epsilon_2) \dots \dots (40)$$

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

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

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

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

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 0.13 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

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

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

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 と衝突回数 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ない. 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 ν 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は, 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_0 は全傳導度に比例し, 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十分に説明され, 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

農作物の播種期及刈取期と氣候との關係に對する一調査

大 後 美 保, 鈴木 九十 男

§ I. 緒 言

或る農作物を或る土地で栽培する場合に其の栽培時期が一年中の如何なる時期にとらるべきかと云ふ事や、又其の栽培期間の長短と云ふ事は多くの場合に其の土地の氣候状態の如何に依存して居るものである。然して各種農作物の播種及刈取が適期に行なはれるか否かと云ふ事は其の農作物の作柄並びに収量、品質等と密接な關係にあるもので、農作物栽培上重要な事であるから著者等は此處に農作物の播種期及刈取期と氣候との關係に就て簡単な統計的調査を試みた次第である。

農作物の栽培時期並びに栽培期間と氣候とが密接な關係にあると云ふ事は色々な事實から首肯出来るが、更に之の栽培時期や栽培期間を決定する播種期や刈取期と氣候との關係に就て精細に考へる場合には次に述べる様な多くの播種期並びに刈取期の適期決定條件が存在する爲に其等の關係は曖昧なものとなり勝である。即ち同一農作物を異なる土地で栽培する場合に其の播種期並びに刈取期の適期決定條件として考へられる事項としては先づ自然的環境條件に (1) 氣候, (2) 土質, 地勢等が考へられ、社會的環境條件に (1) 他作物との栽培關係, (2) 慣行, (3) 勞力分配上の問題等が考へられる。

之等の播種期並びに刈取期決定諸條件は何れも農作物を農家經濟圏内で栽培する場合には無視せる事の出来ない諸條件である。従つて播種及刈取の適期は單純に其の地方の氣候のみから、決定するべきものでない事は勿論である。

其故に或る土地に於ける播種期や刈取期の上述せる諸條件を満足せしめる眞の適期を知る爲には何年かの實際農家の栽培經驗に依らねばならないのであるが、それでも社會的環境條件は時と共に變り易いものである爲に明確な結果を把握し得ない。其處で普通は自然的環境條件のみを満足せしめる播種及刈取の適期を栽培試験結果より得て居る。然して自然的環境諸條件中氣候は最も重要な要素の一つであるから著者等は栽培試験も行なはないで播種及刈取の適期の大體の見當を氣候と播種期及刈取期との關係からつける統計的一方法として本調査を試みた。

§ II. 調 査 資 料

農作物の播種及刈取期と氣候との關係を調査するに當つて先づ問題となるのは各地の氣候的環境を指示する氣候要素として何を選ぶべきかと云ふ事である。之の場合に諸種の氣候要素が考へられるが先づ農作物の栽培時期や期間を普通に支配するものは氣温の季節的律動と見て差支へないと思

ふ。其處で本調査に於ては各地の測候所又は觀測所で觀測された氣温となるべく其の氣象觀測地附近に於ける農作物の播種期及刈取期とを基礎資料として用ひた。播種期及刈取期と氣候との關係を調査する場合には社會的環境條件の支配を蒙らざる播種並びに刈取の適期決定に對する栽培試験結果を用ひた方が各地の實際の播種期及刈取期を用ふるより合理的であるが、統計資料が充分得られぬ爲に、本調査に於ては次の文獻中に記載されて居る播種期及刈取期を用ひた。

農林省 水稻栽培過程別時期に關する調査

農林省 水稻及陸稻耕種要綱

農林省 小麥栽培過程別時期に關する調査

農林省 麥類耕種要綱

§ III. 水 稻 に 就 いて

(1) 調 査 方 法

各地に於ける水稻の播種期及刈取期と氣温とを相關聯して考へる場合にも氣温のとりかたに色々ある。即ち年平均氣温 (T_A), 年最高月平均氣温 (T_H), ⁽¹⁾年最低月平均氣温 (T_L), ⁽²⁾栽培期間月平均氣温 (T), ⁽³⁾($T_H - T_L$) 及更に些細に觀察する場合には一日内の最高最低氣温較差等種々なとりかたが考へられる。例へば二地方に於ける年平均氣温が同じでも其等の地方の T_H, T_L, T_D , 等が異なれば其の結果として當然其等兩地方に於ける播種期及刈取期も異なつて来る。従つて播種期及刈取期を氣温のみから統計的に導出する爲には上述の如き各種の氣温 (T_H, T_L, T_D, T_A, T) の函數として示す事が最も合理的と思はれる。併し播種期や刈取期を理論的に導出するのに無暗に多くの變數を採用する事は徒に數式を複雑化するのみで無駄な事である。其の理由は複雑な數式を前記の如き粗雑な統計材料に依り導出すると云ふ事や、又農作物の播種期や刈取期には同一農作物を同一條件下に栽培する場合にも相當大きな開きがあるものであるからそれを精細に算出する事も無意味な事と考へられるからである。其處で著者は水稻に於ては播種期及刈取期と直接關係ありと思はれる T のみを用ひて理論的播種期及刈取期を算出する式を誘導した。次に本邦各地に於ける水稻の播種期、刈取

(1) 一年中で最も高い月平均氣温

(2) 一年中で最も低い月平均氣温

(3) 栽培期間の各月の平均氣温の平均、従つて T は各種農作物の種類に依り異なる。例へば水稻では

$$T = \frac{T_M + T_J + T_{JL} + T_S}{5} \quad \text{とした。}$$

T_M …… 5月の月平均氣温

T_J …… 6月 "

T_{JL} …… 7月 "

T_A …… 8月 "

T_S …… 9月 "

期、 T, T_H 及後述の數式に依り算出せる理論的播種期 (S) 及理論的刈取期 (H) を示せば第 1 表の通りである。

第 1 表 水 稻

縣 名	測候所又は觀測所名	播種期	刈取期	T °C	T_H °C	S	H
1	青森縣	4. 中	10. 上	18.0	22.9	4. 中	9. 下
2	岩手縣	4. 中	10. 上	17.8	22.3	4. 中	9. 下
3	宮城縣	4. 中	10. 上	19.2	23.8	4. 下	10. 上
4	秋田縣	4. 下	9. 下	19.3	23.8	4. 下	10. 上
5	山形縣	4. 下	9. 下	20.0	24.8	4. 下	10. 上
6	福島縣	4. 下	9. 下	21.1	25.8	5. 上	10. 中
7	茨城縣	4. 中	9. 下	19.9	24.1	4. 下	10. 上
8	栃木縣	4. 中	9. 下	20.4	24.4	4. 下	10. 上
9	群馬縣	4. 下	9. 下	20.5	24.4	4. 下	10. 上
10	新潟縣	4. 下	9. 下	21.7	25.7	5. 上	10. 下
11	富山縣	4. 下	10. 中	23.1	26.9	5. 上	11. 上
12	石川縣	4. 下	10. 中	22.5	26.5	5. 上	10. 下
13	福井縣	4. 下	10. 中	20.8	24.6	5. 上	10. 中
14	山梨縣	4. 上	10. 中	21.1	24.9	5. 上	10. 中
15	長野縣	4. 下	10. 上	21.5	25.3	5. 上	10. 中
16	岐阜縣	4. 下	10. 上	21.1	24.8	5. 上	10. 中
17	愛知縣	4. 上	10. 上	21.1	24.9	5. 上	10. 中
18	三重縣	4. 上	10. 上	21.9	25.7	5. 上	10. 下
19	滋賀縣	4. 下	10. 上	21.0	25.7	5. 上	10. 中
20	京都府	4. 中	9. 下	21.3	25.8	5. 上	10. 中
21	大阪府	4. 中	9. 下	20.7	25.2	5. 上	10. 中
22	和歌山縣	4. 中	10. 上	22.0	26.1	5. 上	10. 下
23	奈良縣	4. 中	10. 上	21.9	25.5	5. 上	10. 下
24	徳島縣	4. 下	10. 中	20.1	24.2	4. 下	10. 上
25	香川縣	4. 中	10. 中	20.3	23.9	4. 下	10. 上
26	高松縣	4. 中	10. 中	22.6	26.4	5. 上	10. 下
27	愛媛縣	4. 中	10. 上	19.1	22.9	4. 下	10. 上
28	高知縣	4. 上	10. 上	22.4	26.0	5. 上	10. 下
29	福岡縣	5. 上	11. 上	22.8	26.6	5. 上	10. 下
30	佐賀縣	5. 上	11. 上	23.5	27.1	5. 上	11. 上
31	熊本縣	5. 上	11. 上	22.5	26.3	5. 上	11. 上
32	鹿兒島縣	5. 上	11. 上	21.8	25.9	5. 上	11. 上
33	青森縣	4. 下	10. 下	22.6	26.6	5. 上	10. 下
34	岩手縣	4. 下	10. 下	22.3	26.3	5. 上	10. 下
35	宮城縣	4. 下	10. 下	21.8	25.9	5. 上	10. 下
36	秋田縣	4. 下	10. 下	23.3	27.3	5. 上	11. 上
37	山形縣	5. 上	11. 上	23.0	27.0	5. 上	11. 上
38	福島縣	4. 中	11. 上	22.8	27.0	5. 上	11. 上
39	茨城縣	4. 下	11. 上	22.6	26.8	5. 上	11. 上
40	栃木縣	5. 上	11. 上	23.2	26.9	5. 上	11. 上
41	群馬縣	5. 上	11. 上	22.0	26.1	5. 上	11. 上
42	新潟縣	4. 下	10. 下	21.8	25.8	5. 上	11. 上
43	富山縣	4. 中	10. 中	23.0	27.5	5. 上	11. 上
44	石川縣	5. 上	11. 上	23.0	27.0	5. 上	11. 上
45	福井縣	5. 上	11. 上	22.8	26.9	5. 上	11. 上
46	山梨縣	5. 上	11. 上	22.4	26.5	5. 上	11. 上
47	長野縣	5. 上	11. 上	23.1	26.8	5. 上	11. 上
48	岐阜縣	5. 上	11. 上	23.0	27.2	5. 上	11. 上
49	愛知縣	5. 上	11. 上	22.6	26.4	5. 上	11. 上
50	三重縣	5. 上	11. 上	22.9	26.6	5. 上	11. 上
51	滋賀縣	5. 中	11. 上	22.6	26.4	5. 上	11. 上
52	京都府	5. 中	11. 上	23.3	27.0	5. 上	11. 上
53	大阪府	5. 中	11. 上	22.9	26.6	5. 上	11. 上
54	和歌山縣	5. 上	11. 上	23.5	27.0	5. 上	11. 上
55	奈良縣	5. 上	11. 上	22.5	26.1	5. 上	11. 上
56	徳島縣	5. 上	11. 上	23.6	26.7	5. 上	11. 上
57	香川縣	5. 中	11. 上	23.8	26.8	5. 中	11. 上

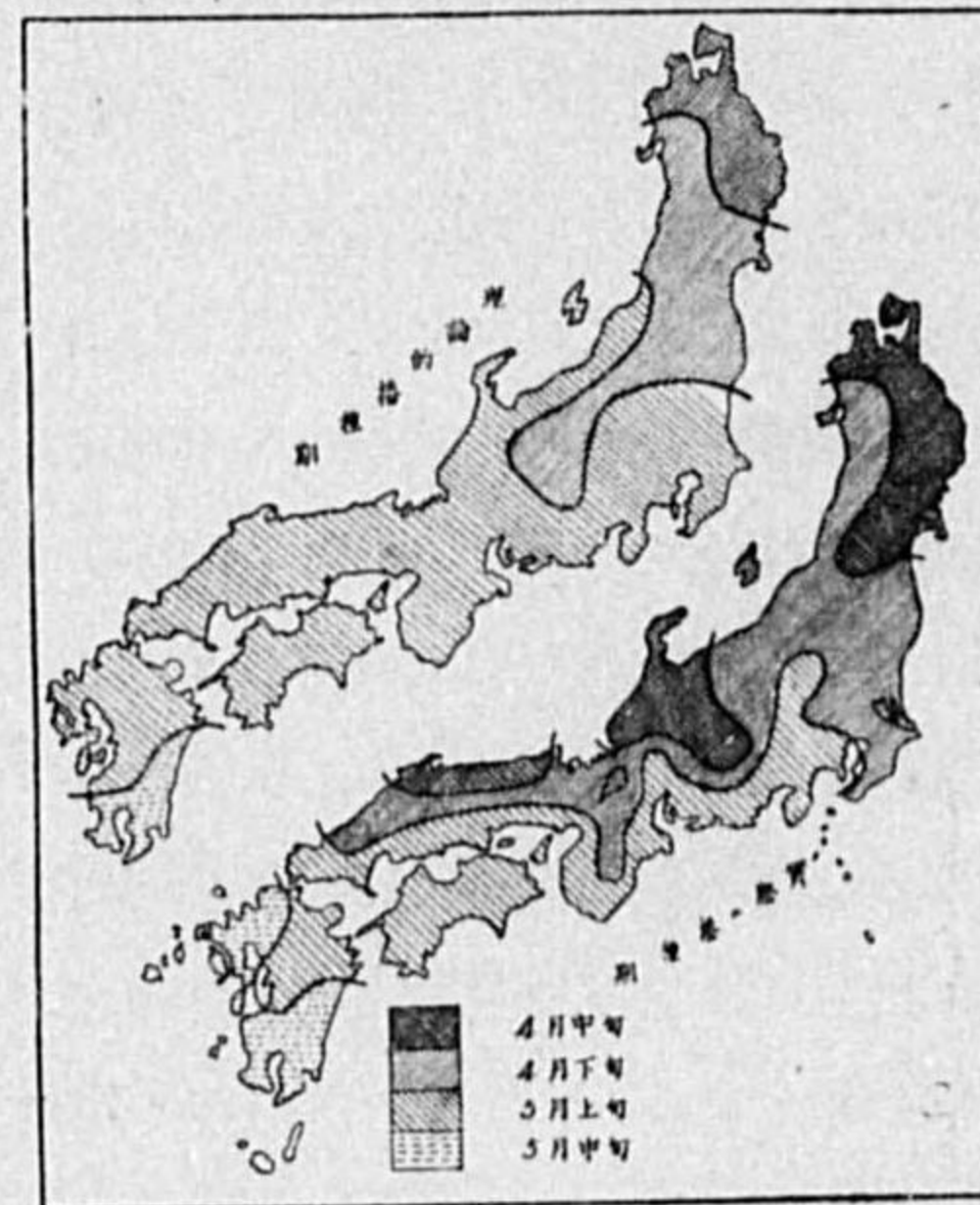
(2) 水稻の播種期と氣温

水稻の播種期と最も關係が深いと考へられる氣温は T 及 T_H で、今播種期と T との相關係數を計算すれば +0.657 となり、 T_H とでは +0.555 となる。其處で第 1 表中に示せる播種期と T とから水稻の播種期と氣温との關係を最も簡単に示す式として次の如き式を導出した。

$$S = 0.134T + 2.198$$

即ち上の式に依り 5 月から 9 月迄の各月月平均氣温 (T) を知れば任意の土地に於ける理論的播種期 (S) を算出する事が出来る。次に上式に依り本邦に於ける理論的播種期 (S) を算出すれば第 1 表に示す通りで、之の理論的播種期と實際の播種期との標準偏差は ±0.22 月である。第 1 圖に本邦に於ける實際の播種期及理論的播種期を圖示した。

第 1 圖 水稻の實際の播種期と理論的播種期との比較圖



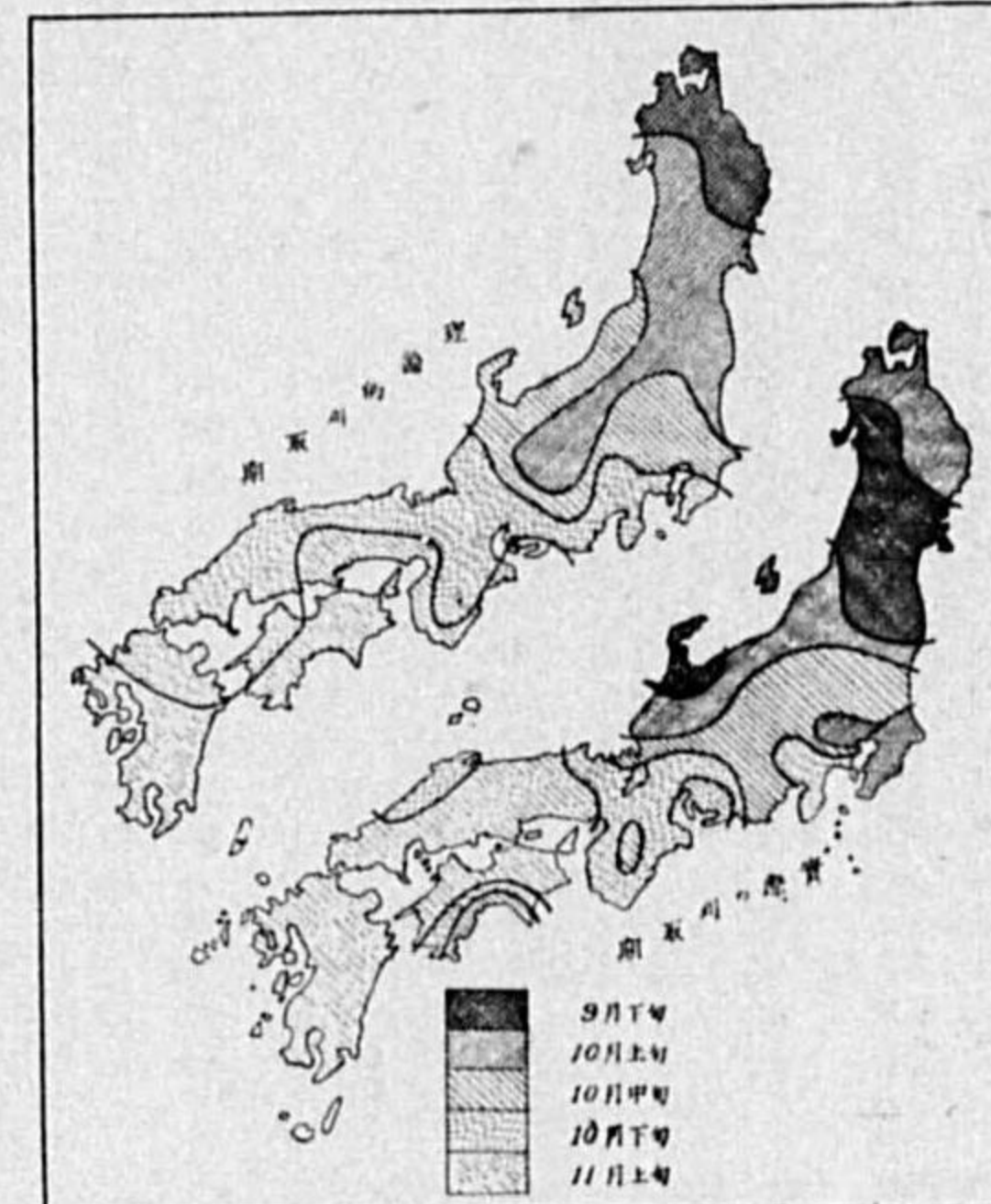
(3) 水稻の刈取期と氣温

水稻の刈取期と T 及 T_H との相關係數を計算すると夫々 +0.733 及 +0.713 で兩者の間に密接な相關係が認められる。其處で第 1 表中の刈取期と T より水稻の刈取期と氣温との關係を最も簡単に示す式を求めると次の如き式が得られる。

$$H = 0.256T + 5.105$$

上式に本邦各地に於ける T を代入して理論的刈取期 (H) を求めれば第 1 表に示す通りで、之の理論的刈取期と實際の刈取期との標準偏差は ±0.34 月である。

第 2 圖 水稻の實際の刈取期と理論的刈取期との比較圖

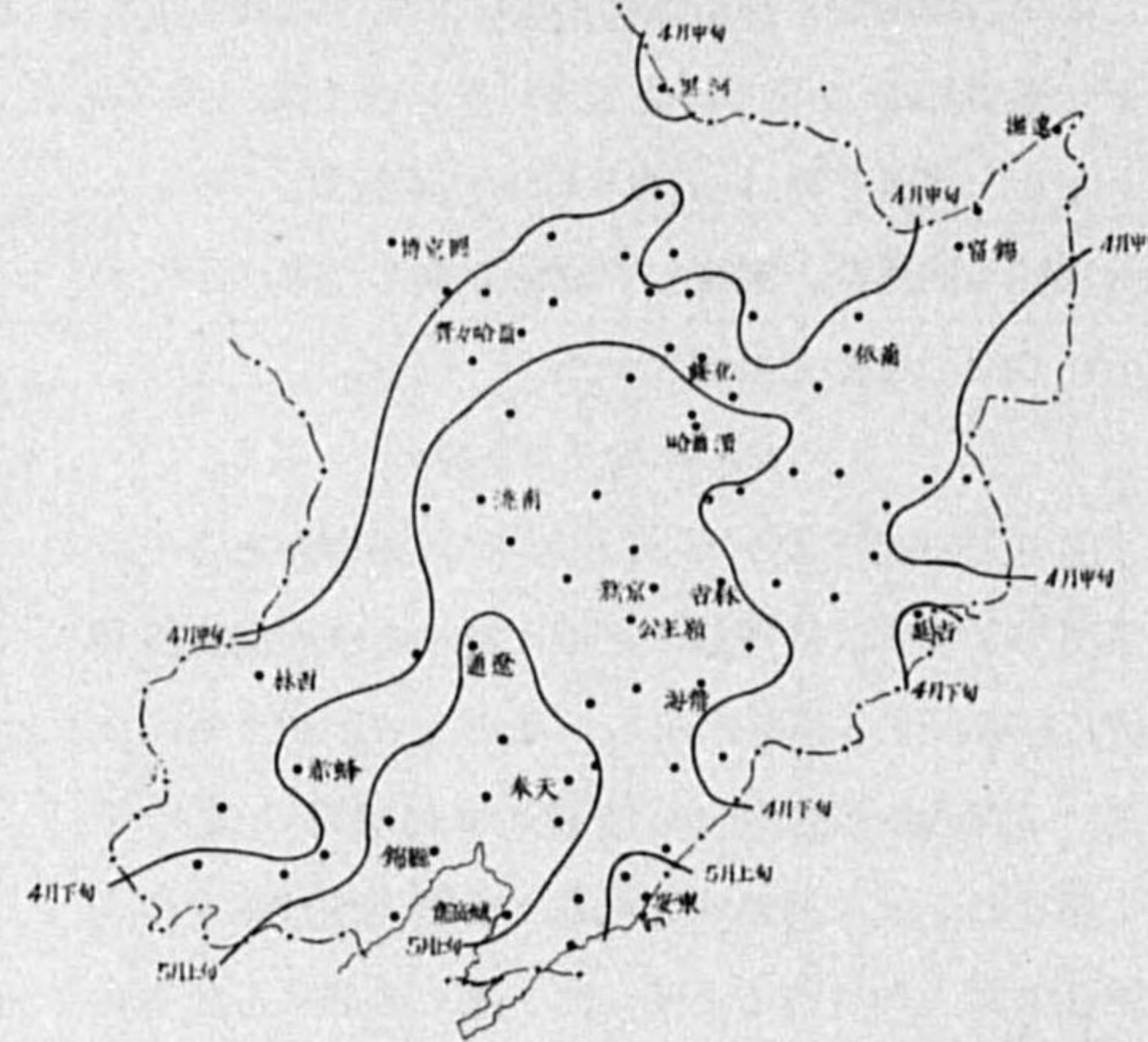


(4) 滿洲に於ける水稻の理論的播種期及刈取期

滿洲の氣候は本邦内地の氣候とは餘程其の趣を異にして居り、又地的環境にも大きな差異のあるものであるからそれを本邦内地に於ける農作物栽培時期と氣温とから導出した式を以て同様な取扱ひをなす事は勿論不合理な事ではあるが、水稻の播種及刈取の適期の大體の見當をつける一方法として滿洲の各地に於ける T を前述の播種期並びに刈取期と T とに關す

る式に代入して滿洲に於ける理論的播種期及刈取期を算出して見た。其の結果は第2表及第3圖に示す通りである。然して之等の理論的播種期及刈取期は氣温の點のみから見たもので、滿洲各地の氣候的見地からの更に適確な理論的播種期及刈取期を求める爲には前記の式で算出した理論的播種期及刈取期に對して適當な補正を必要とするわけである。例へば滿洲は日本内地に比してTは同じ地方でも氣温の年及日較差が大であるから當然前記の式で算出された理論的播種期及刈取期に對して多少の加減をする必要が起つて來るのである。

第3圖 滿洲に於ける水稻の理論的播種期



第2表

地名	T	播種期	刈取期	地名	T	播種期	刈取期	地名	T	播種期	刈取期
1 莊河	20.1	4.下	10.上	28 林西	17.2	4.中	9.中	55 鐵嶺	15.8	4.上	9.上
2 安東	21.1	5.上	10.中	29 通遼	20.9	5.上	10.中	56 湯原	17.2	4.中	9.中
3 熊岳	21.1	5.上	10.中	30 開鏡	17.6	4.中	9.中	57 同景	17.2	4.中	9.中
4 岫巖	20.5	4.下	10.中	31 額鏡	18.2	4.中	9.中	58 齊齊	17.5	4.中	9.中
5 岫巖	22.6	5.上	10.中	32 湖鏡	16.9	4.中	9.中	59 齊齊	18.1	4.中	9.中
6 寬甸	19.5	4.下	10.上	33 吉林	19.0	4.中	9.中	60 齊齊	16.8	4.中	9.中
7 錦州	21.4	5.上	10.中	34 長嶺	19.6	4.中	9.中	61 齊齊	17.3	4.中	9.中
8 豐寧	18.6	4.下	9.下	35 寧安	17.5	4.中	9.中	62 齊齊	17.1	4.中	9.中
9 凌源	20.1	4.中	10.上	36 穆稷	18.4	4.中	9.中	63 齊齊	15.4	4.中	9.中
10 綏中	21.2	5.上	10.中	37 農開	19.2	4.中	9.中	64 齊齊	17.2	4.中	9.中
11 遼陽	20.9	5.上	10.中	38 開榆	20.0	4.中	9.中	65 齊齊	17.9	4.中	9.中
12 遼寧	22.2	5.上	10.中	39 通河	17.5	4.中	9.中	66 齊齊	16.2	4.中	9.中
13 興山	19.5	4.下	10.上	40 常樹	17.2	4.中	9.中	67 齊齊	16.5	4.中	9.中
14 黑山	21.8	5.上	10.中	41 五扶	18.3	4.中	9.中	68 齊齊	21.4	4.中	9.中
15 撫順	21.0	5.上	10.中	42 扶南	19.9	4.中	9.中	69 齊齊	17.0	4.中	9.中
16 遼寧	17.9	4.中	9.下	43 突南	19.0	4.中	9.中	70 齊齊	20.7	4.中	9.中
17 清原	19.4	4.中	10.上	44 泉東	18.4	4.中	9.中	71 齊齊	19.7	4.中	9.中
18 彰陽	21.0	5.上	10.中	45 鎮通	18.8	4.中	9.中	72 齊齊	16.7	4.中	9.中
19 海龍	18.7	4.下	9.下	46 呼東	16.0	4.中	9.中	73 齊齊	15.6	4.中	9.中
20 西豐	20.4	4.中	10.上	47 依河	18.3	4.中	9.中	74 齊齊	17.4	4.中	9.中
21 西豐	19.7	4.中	10.上	48 依河	18.2	4.中	9.中	75 齊齊	15.5	4.中	9.中
22 延吉	18.1	4.中	10.下	49 依河	18.5	4.中	9.中	76 齊齊	19.2	4.中	9.中
23 延吉	19.0	4.中	10.下	50 依河	19.0	4.中	9.中	77 齊齊	18.7	4.中	9.中
24 延吉	19.3	4.中	10.下	51 依河	17.4	4.中	9.中	78 齊齊	21.3	4.中	9.中
25 延吉	19.4	4.中	10.下	52 依河	18.4	4.中	9.中	79 齊齊	21.2	4.中	9.中
26 延吉	19.3	4.中	10.下	53 依河	17.8	4.中	9.中	80 齊齊	17.6	4.中	9.中
27 延吉	15.8	4.中	9.下	54 依河	16.5	4.中	9.中				

§IV. 麥類に就いて

(1) 調査方法

麥類の播種期及刈取期と氣温との關係を調査する場合にも T_A, T_L, T_D, T 等が考へられる。次に此等の T_A, T_L, T_D と秋播小麥及秋播大麥の播種期及刈取期との相關係數を計算すると次の如くなる。

先づ氣候的環境の地方的差異を指示するものとして T_A が擧げられ、然も之と麥の播種及刈取期とは上の相關係數で示される如く密接な關係にある。水稻の播種期及刈取期と氣温との關係式に於ては T のみを用ひたが、秋播の麥類の場合には水稻よりも栽培期間が長く、然も冬期を経る爲に氣温の色々な季節的律動狀態に依り播種期及刈取期が支配されるから T では不都合であるし、又 T_A のみでは不充分である。其の理由は例へば T_A が同じ二地方でも T_L が異なる場合があり、之の場合には T_A は同じだが其の二地方の播種期及刈取期は異なつて來る。又之の場合には T_D の低い地方は T_L の高い地方よりも T_D が大きい事は勿論で、然も T_L, T_D は何れも前記相關係數で明らかな如く播種期及刈取期と相當密接な關係にある。斯の如く T_L と播種期及刈取期とは密接な關係にあるが、 T_L が同じ二地方でも T_A が異なる爲に其の二地方に於ける播種期及刈取期が異つて來る場合がある。其故麥類の播種期及刈取期と氣温との關係式に對しては T_A 及 T_D を用ふる事とした。

	小 麥		大 麥	
	播種期	刈取期	播種期	刈取期
T_A	+0.809	-0.838	+0.697	-0.757
T_L	+0.747	-0.843	+0.864	-0.627
T_D	-0.863	+0.686	-0.670	+0.737
T_H	+0.639	-0.686	+0.654	-0.658

次に小麥及大麥の本邦各地に於ける播種期、刈取期、 T_L, T_A 理論的播種期及刈取期を示せば第3表及第4表に示す通りである。

第3表 小 麥

縣 名	地方名	測候所又は觀測所名	播種期	刈取期	年平均氣温	T_L	理論的播種期	理論的刈取期
1 青森	三戸郡	三戸	9.下	7.下	10.4	-2.3	10.中	7.中
2 岩手	三戸郡	三戸	10.中	7.上	10.3	-2.8	10.中	7.下
3 宮城	三戸郡	三戸	10.中	6.下	10.9	-0.4	10.上	6.下
4 秋田	三戸郡	三戸	9.下	7.中	10.4	-1.5	10.上	7.上
5 山形	三戸郡	三戸	10.上	7.上	10.7	-1.6	10.上	7.下
6 福島	三戸郡	三戸	10.中	6.下	11.8	0.5	10.中	6.上
7 茨城	三戸郡	三戸	10.中	7.上	11.3	-0.5	10.中	7.上
8 栃木	三戸郡	三戸	11.上	7.上	12.6	2.5	10.上	6.上
9 群馬	三戸郡	三戸	10.下	6.下	12.7	2.0	10.中	6.中
10 埼玉	三戸郡	三戸	10.下	6.下	12.4	0.8	10.下	7.上
11 千葉	三戸郡	三戸	10.下	6.下	13.1	2.2	10.下	6.中
12 神奈川	三戸郡	三戸	10.下	6.中	13.4	2.3	11.上	6.下
13 東京	三戸郡	三戸	11.中	6.上	15.7	5.1	11.下	6.中
14 神奈川	三戸郡	三戸	11.上	6.中	14.7	5.3	10.下	5.下
15 神奈川	三戸郡	三戸	10.下	6.下	13.3	2.4	10.下	6.中
16 神奈川	三戸郡	三戸	10.下	6.下	14.4	4.0	11.上	6.中
17 神奈川	三戸郡	三戸	10.中	7.上	12.7	1.4	10.下	6.下
18 神奈川	三戸郡	三戸	9.下	6.下	13.1	2.0	10.下	6.下
19 神奈川	三戸郡	三戸	10.中	6.中	12.6	2.0	10.下	6.中
20 神奈川	三戸郡	三戸	10.中	6.中	13.5	2.4	11.上	6.下
21 神奈川	三戸郡	三戸	10.下	6.下	13.4	1.3	11.中	7.下

22	長野縣	市	10.下	6.下	10.9	-1.7	10.中	7.中
23	長野縣	市	10.上	6.中	10.3	-2.0	10.上	7.上
24	長野縣	市	10.中	6.中	14.3	3.0	10.中	7.中
25	長野縣	市	11.中	6.上	15.3	5.4	11.中	6.中
26	長野縣	市	11.中	6.上	14.4	3.0	11.中	6.中
27	長野縣	市	10.下	6.中	14.1	4.4	10.下	6.中
28	長野縣	市	11.中	6.中	14.2	3.1	11.中	6.中
29	長野縣	市	11.中	6.中	13.9	2.6	11.中	6.中
30	長野縣	市	11.中	6.中	15.1	4.8	11.中	6.中
31	長野縣	市	11.中	6.中	15.1	4.4	11.中	6.中
32	長野縣	市	11.下	6.中	14.3	3.4	11.下	6.中
33	長野縣	市	11.下	6.中	15.3	4.8	11.下	6.中
34	長野縣	市	10.下-11.上	6.中	14.7	4.0	10.下-11.上	6.中
35	長野縣	市	11.中	6.下	14.6	4.9	11.中	6.下
36	長野縣	市	11.中	6.下	15.0	4.3	11.中	6.下
37	長野縣	市	11.下	6.中	14.6	3.5	11.下	6.中
38	長野縣	市	10.中	6.中	12.0	0.3	10.中	6.中
39	長野縣	市	11.中	6.上	15.2	5.3	11.中	6.上
40	長野縣	市	11.中	6.中	15.3	5.0	11.中	6.中
41	長野縣	市	11.中	6.中	15.2	4.0	11.中	6.中
42	長野縣	市	11.中	6.上	14.9	4.7	11.中	6.上
43	長野縣	市	11.下	6.上	15.6	5.4	11.下	6.上
44	長野縣	市	11.上	6.中	15.7	5.0	11.上	6.中
45	長野縣	市	11.下	6.上	15.4	4.8	11.下	6.上
46	長野縣	市	11.下	6.上	16.6	5.6	11.下	6.上
47	長野縣	市	11.下	6.上	16.6	5.9	11.下	6.上
48	長野縣	市	11.中	6.中	16.0	5.8	11.中	6.中
49	長野縣	市	11.下	6.上	15.5	4.6	11.下	6.上
50	長野縣	市	11.下	6.上	15.1	5.4	11.下	6.上
51	長野縣	市	12.下	6.上	16.6	6.9	12.下	6.上
52	長野縣	市	12.上	6.下	16.7	7.0	12.上	6.下

(2) 小麥及大麥の播種期と氣温

秋播の麥類は播種してから冬期の温度の低下に依り生育を一時停止する迄に冬期の寒さに耐へ得るだけの生育をなす事が必要である。従つて播種期を氣温の上から考へる場合には播種より麥が生育を停止する様な氣温に到達する迄の期間の氣温の變化狀態如何に就ても充分考慮する事が必要である。併し斯の如き氣温を本調査に於て取入れる事は非常に面倒であるし、又前述した様な理由から此處では單に T_A 及 T_L と播種期 (S) との最も簡単な關係式を第3表及第4表の資料より求めるに止めてをいた。

即ち小麥に對しては $S = 0.908 T_A - 0.447 T_L$,

大麥に對しては $S = 0.925 T_A - 0.541 T_L$,

なる式が求められ、此の二式に依り小麥及大麥の理論的播種期を算出すれば第3表及第4表に示す通りで、更に實際の播種期と理論的播種期とを比較圖示すれば第4圖及第5圖に示す通りになる。

尙實際の播種期と理論的播種期との間の標準偏差は小麥では ± 0.41 月で、大麥では ± 0.53 月である。

(3) 小麥及大麥の刈取期と氣温

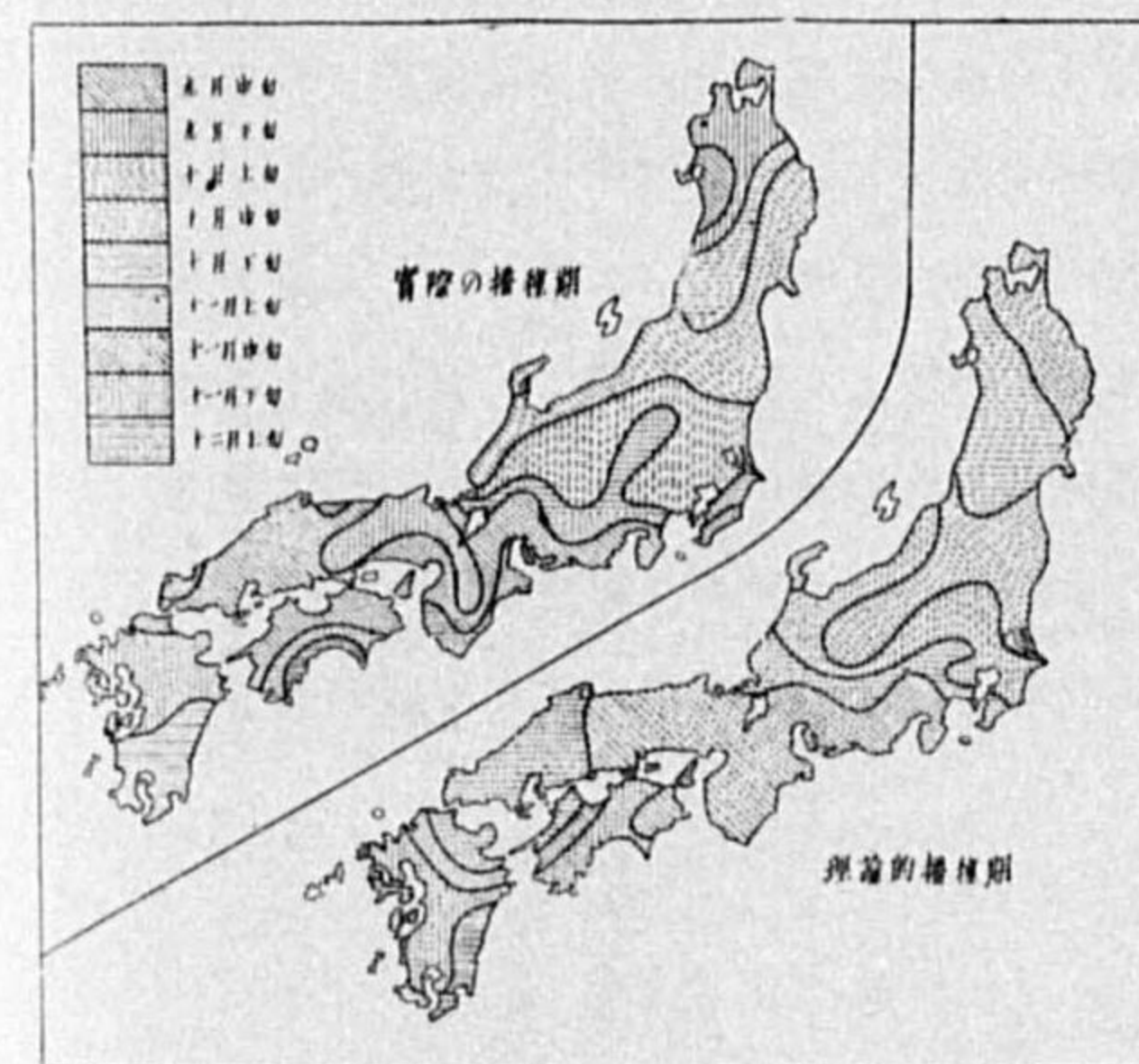
播種期の場合と同様に小麥及大麥の刈取期 (H) と T_A 及 T_L との關係式を求めると次の如くなる。

即ち 小麥に對しては $H = 0.608 T_A - 0.571 T_L$

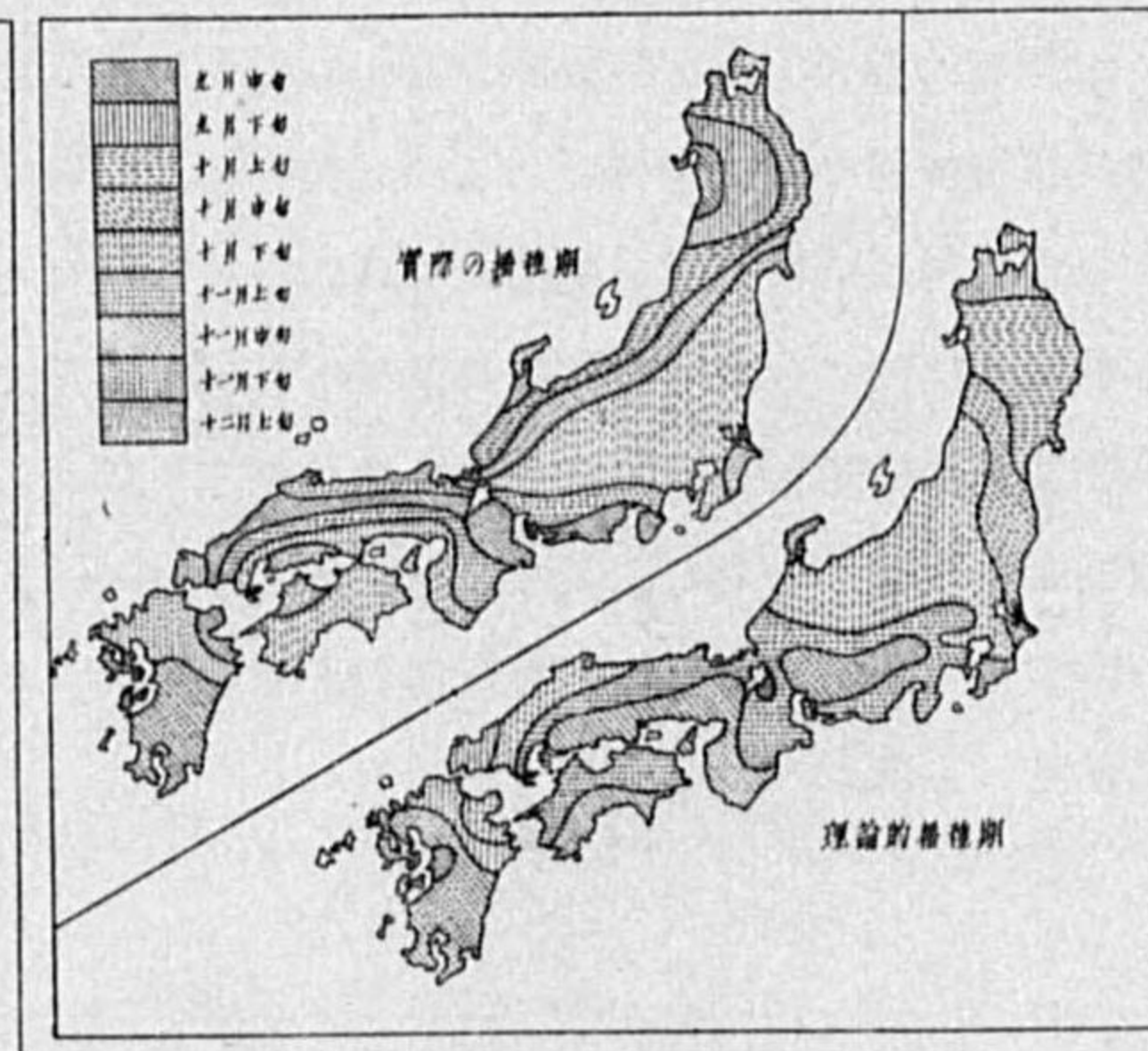
第4表 大麥

縣名	測候所又は觀測所名	播種期	刈取期	T_A	T_L	S	H
1	青森縣	10.上	6.下	9.2	-2.7	9.下	7.上
2	青森縣	10.下	6.下	9.2	-3.3	10.上	7.中
3	青森縣	9.下	6.中	11.0	-0.2	10.上	6.中
4	青森縣	9.中	6.下	10.4	-1.5	10.上	7.上
5	青森縣	10.中	6.中	10.7	-1.6	10.上	7.上
6	青森縣	10.下	6.中	11.8	0.5	10.中	6.下
7	青森縣	10.下	6.中	12.7	2.0	10.中	6.中
8	青森縣	10.下	6.中	12.4	0.8	10.下	6.下
9	青森縣	10.下	6.中	13.1	2.2	10.下	6.中
10	青森縣	10.下	6.中	13.4	2.3	11.上	6.中
11	青森縣	10.中	6.下	14.7	5.3	10.中	5.中
12	青森縣	10.下	6.中	13.3	2.4	10.下	6.中
13	青森縣	10.下	6.中	14.4	4.0	11.上	6.上
14	青森縣	10.上	6.中	12.7	1.4	10.下	6.中
15	青森縣	10.上	6.中	13.1	2.0	10.下	6.中
16	青森縣	10.下	6.上	12.6	2.0	10.中	6.上
17	青森縣	10.上	6.上	13.5	2.4	11.上	6.中
18	青森縣	10.下	6.中	13.4	1.3	11.上	7.上
19	青森縣	10.下	6.中	10.9	-1.7	10.下	6.中
20	青森縣	10.下	6.中	14.3	3.0	11.中	6.中
21	青森縣	11.中	6.下	15.1	5.0	11.上	5.下
22	青森縣	11.上	6.上	14.4	3.0	11.中	6.上
23	青森縣	11.中	6.上	14.5	4.0	11.上	6.上
24	青森縣	11.中	6.上	13.6	3.0	10.下	6.上
25	青森縣	11.中	6.上	13.9	2.6	11.中	6.中
26	青森縣	10.下	6.上	15.1	4.4	11.中	6.上
27	青森縣	11.上	6.上	14.2	3.9	10.下	6.下
28	青森縣	11.中	6.上	14.6	4.9	10.下	5.下
29	青森縣	10.中	6.中	14.6	3.5	11.中	6.中
30	青森縣	10.下	6.上	14.7	3.9	11.中	6.上
31	青森縣	11.下	6.上	15.2	5.3	11.上	5.下
32	青森縣	10.下	6.中	15.3	5.0	11.上	6.上
33	青森縣	11.下	6.中	14.9	5.0	11.上	5.下
34	青森縣	12.上	6.上	15.6	5.6	11.上	5.下
35	青森縣	11.中	6.中	15.5	4.6	11.下	6.中
36	青森縣	11.中	6.上	16.7	7.0	11.中	5.中

第4圖 小麥の實際の播種期と理論的播種期との比較圖



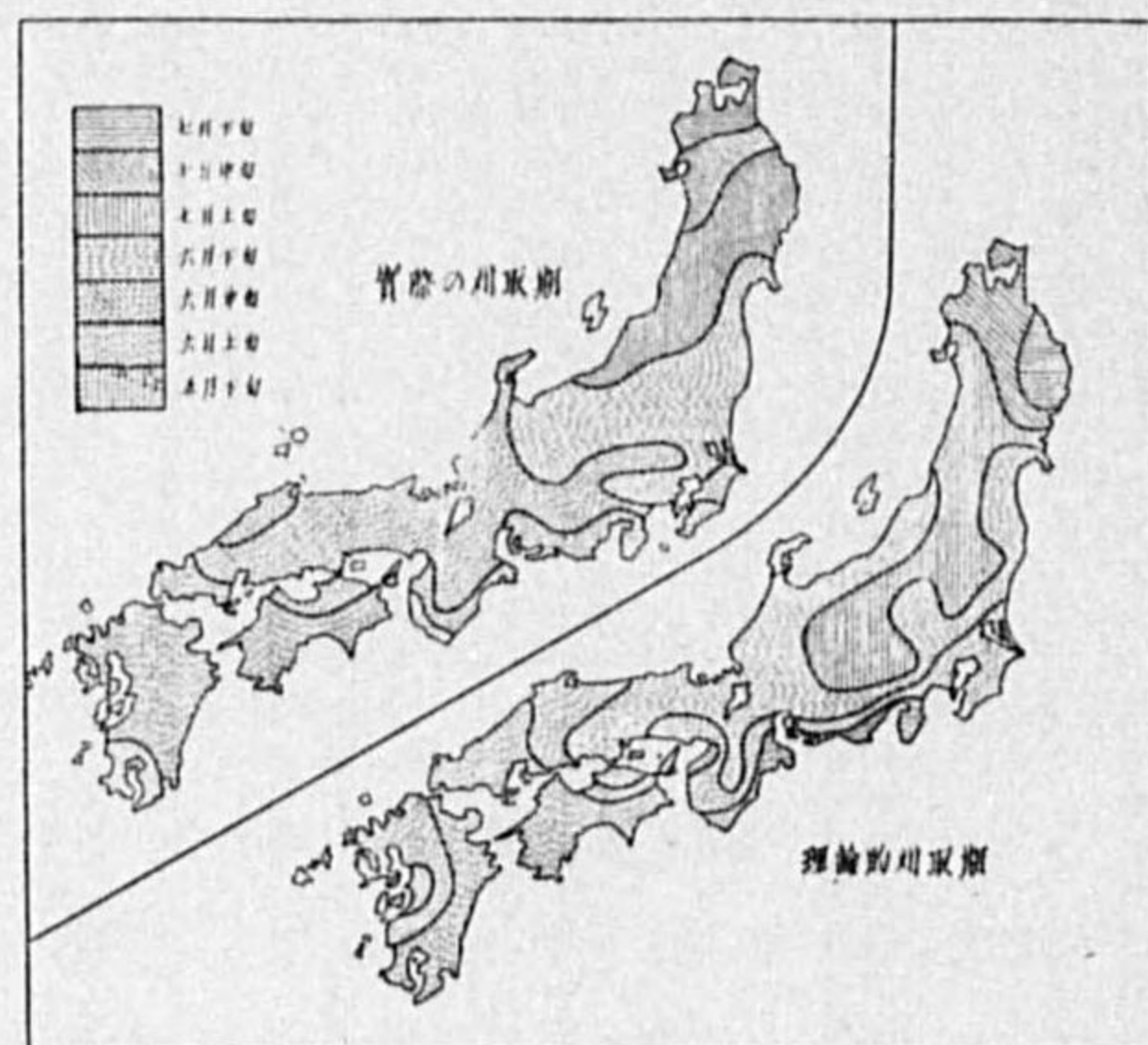
第5圖 大麥の實際の播種期と理論的播種期との比較圖



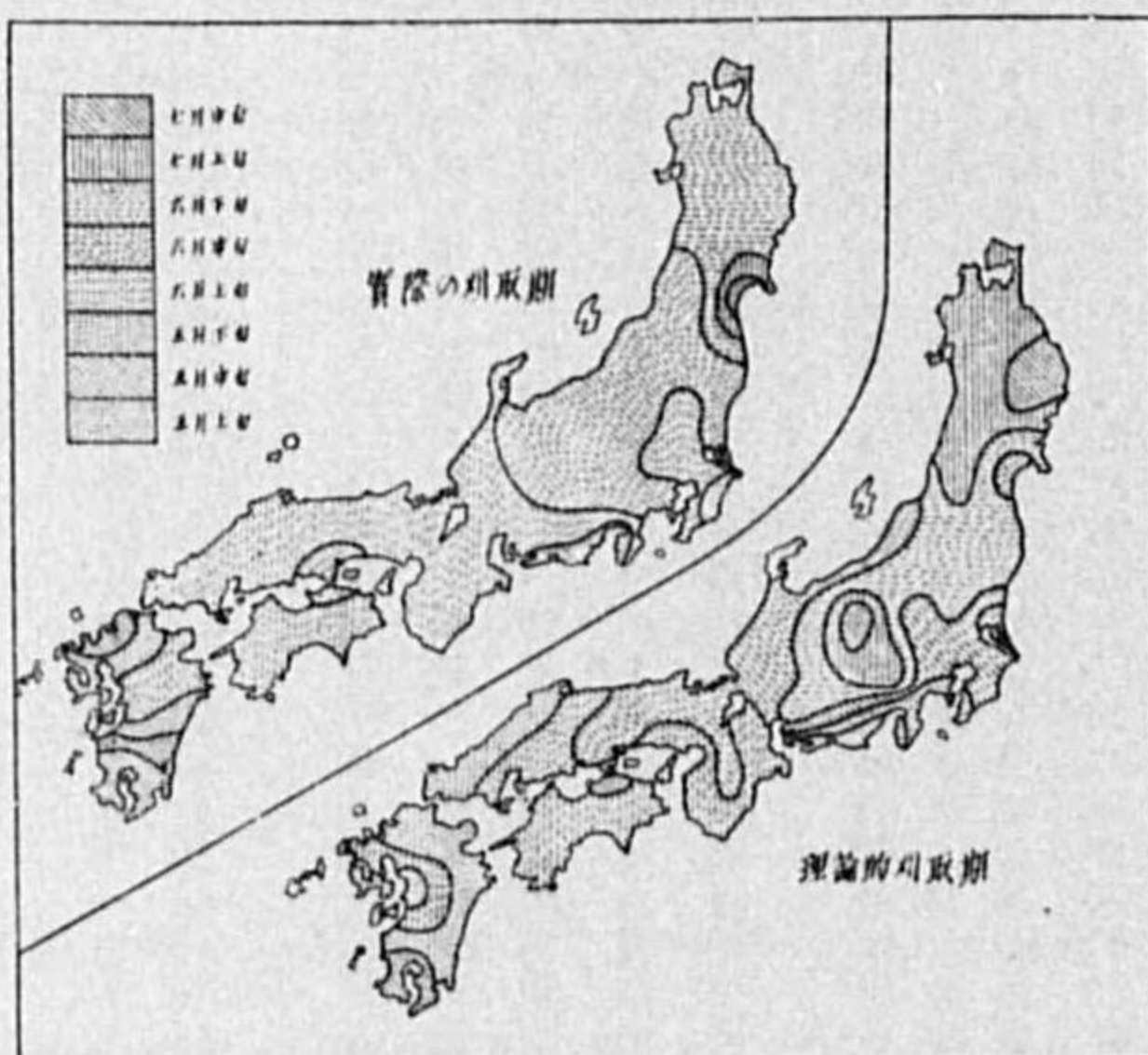
大麦に對しては $H=0.598 T_A-0.606 T_L$

なる式が求められ、之の二式から求められた小麦及大麦の理論的刈取期は第3表及第4表に示す通りで、實際の刈取期及理論的刈取期との間の標準偏差を計算すると小麦では±0.39月で、大麦では±0.38月である。尙かくして求めた理論的刈取期と實際の刈取期とを比較圖示すれば第6圖及第7圖に示す通りである。

第6圖 小麦の實際の刈取期と理論的刈取期との比較圖



第7圖 大麦の實際の刈取期と理論的刈取期との比較圖



§V. 結 言

本調査に於ては水稻、小麦及大麦に就いて播種期及刈取期と氣候との關係に對する一つの試みとして氣温と播種期及刈取期との簡単な關係式を導出して見たものである。

本調査の如き方法で氣候的見地から見た理論的播種及刈取の適期を知る事は播種期及刈取期が社會的環境條件の制約を受ける事の比較的少ない新開墾地又は或る土地に新しく或る農作物を取り入れる場合等に特に其處に栽培する農作物の播種及刈取の適期の見當をつける爲に大いに役立つ、又既栽培地に於ても或る農作物の氣候的見地から見た理論的播種及刈取の適期と、其の地方の實際の播種及刈取の適期との差異の大小は該地方に於ける播種及刈取の適期に對する社會的環境條件の支配程度を指示するものとして農業經營上意義深いものである。尙本調査は統計資料に正確を期し難い點が少なくない爲に誠に粗雑な調査となつたが、今後機會を得たら更に精密に此の種の調査を行つて見たいと思ふ。

風に對する地表摩擦の影響

齋藤博英

緒 言

此の問題は、摩擦が、平行な帶狀をなして週期的に變化して居る場合については、既に本誌15巻の終りに、荒川氏⁽¹⁾が論じて居られる。筆者は、圓形の島上に於けるものに就いて、計算して見た。即ち假定は、

- (1) 流れは定常的で非常に高い所では、一定の速度を持ち、水平であるとす。
- (2) 海面と陸面とは、同一水平面内にあるものとす。
- (3) 摩擦は、 $F(r)$ にて表はされるものとす。但し $F(r)$ は r のみの函数。

以上の假定に、更に問題を簡單にする爲に、密度“ ρ ”、渦動粘性係數“ ν ”重力の加速度 $\mathfrak{G}(0, -g)$ を常數とし、速度の二乗及それに匹敵するものを省略した。

式及解

氣壓を p 、速度を $v(u, v, w)$ とすると、運動の式及連続の式は、

$\mathfrak{G} \rho - \text{grad } p - \nu \rho \text{ curl curl } v = 0, \text{ div } v = 0 \dots\dots\dots(1), (2)$

(1) により、平衡の場合には、 $p_0 = -\rho g z$ 、それで $p_1 = p - p_0$ と置くと、(1) は

$\text{grad } p_1 + \nu \rho \text{ curl curl } v = 0 \dots\dots\dots(3)$

となる。(3) より

$\text{div grad } p_1 = 0 \dots\dots\dots(4)$

(3) を各成分(圓筒座標を用ひ)に分けると、次の如くなる。

$\nu \rho \left(\nabla^2 u - \frac{u}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) = \frac{\partial p_1}{\partial r}, \nu \rho \left(\nabla^2 v - \frac{v}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) = \frac{\partial p_1}{r \partial \theta}, \nu \rho \nabla^2 w = \frac{\partial p_1}{\partial z} \dots\dots\dots(5)$

扱、(4) の解は、問題の性質に鑑み、 p_1 は θ の偶函数であることは明らかである故、

$p_1 = A J_m(\kappa r) e^{-\kappa z} \cos m\theta \dots\dots\dots(6)$

次に $u = u_1 \cos m\theta, v = v_1 \sin m\theta, w = w_1 \cos m\theta$ 、

と置いて、(6) を (5) に代入すると、

$\frac{\partial^2 u_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} - \frac{m^2 + 1}{r^2} u_1 - \frac{2m}{r^2} v_1 = \frac{A_m}{\nu \rho} \kappa e^{-\kappa z} J_m'(\kappa r) \dots\dots\dots(7)$

$\frac{\partial^2 v_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_1}{\partial z^2} - \frac{m^2 + 1}{r^2} v_1 - \frac{2m}{r^2} u_1 = -\frac{m A_m}{r \nu \rho} e^{-\kappa z} (J_m \kappa r) \dots\dots\dots(8)$

$$\frac{\partial^2 w_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 w_1}{\partial z^2} - \frac{m^2}{r^2} w_1 = -\frac{1}{\nu\rho} A_m \kappa e^{-\kappa z} J_m(\kappa r) \dots\dots\dots (9)$$

(9) の解は直ちに $w_1 = \left\{ \frac{A_m}{2\nu\rho} z + D_m \right\} e^{-\kappa z} J_m(\kappa r)$

次に $u_1 + v_1 = V_1, u_1 - v_1 = V_2$ と置くと,

(7) 及 (8) は次の様になる.

$$\frac{\partial^2 V_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 V_1}{\partial z^2} - \frac{(m+1)^2}{r^2} V_1 = -\frac{A_m}{\nu\rho} \kappa e^{-\kappa z} J_{m+1}(\kappa r),$$

$$\frac{\partial^2 V_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 V_2}{\partial z^2} - \frac{(m-1)^2}{r^2} V_2 = \frac{A_m}{\nu\rho} \kappa e^{-\kappa z} J_{m-1}(\kappa r).$$

之より,

$$V_1 = \left\{ \frac{A_m}{2\nu\rho} z + E_m \right\} e^{-\kappa z} J_{m+1}(\kappa r), \quad V_2 = \left\{ -\frac{A_m}{2\nu\rho} z + F \right\} e^{-\kappa z} J_{m-1}(\kappa r).$$

更に, $E_m + F_m = 2C_m, E_m - F_m = 2B_m$ と置くと

$$u_1 = -\frac{A_m}{2\nu\rho} z J_m'(\kappa r) e^{-\kappa z} + \left\{ C_m \frac{m}{\kappa r} J_m(\kappa r) - B_m J_m'(\kappa r) \right\} e^{-\kappa z}$$

$$v_1 = \frac{A_m}{2\nu\rho} z \frac{m}{\kappa r} e^{-\kappa z} J_m(\kappa r) + \left\{ B_m \frac{m}{\kappa r} J_m(\kappa r) - C_m J_m'(\kappa r) \right\} e^{-\kappa z}$$

斯くして, z が非常に高い所では,

$$u = U \cos \theta, \quad v = -U \sin \theta \quad \text{とすると}$$

$$\left. \begin{aligned} u &= -\left\{ \left[\frac{A_m}{2\nu\rho} z + B_m \right] J_m'(\kappa r) - C_m \frac{m}{\kappa r} J_m(\kappa r) \right\} e^{-\kappa z} \cos m\theta + U \cos \theta \\ v &= \left\{ \left[\frac{A_m}{2\nu\rho} z + B_m \right] \frac{m}{\kappa r} J_m(\kappa r) - C_m J_m'(\kappa r) \right\} e^{-\kappa z} \sin m\theta - U \sin \theta \\ w &= \left\{ \frac{A_m}{2\nu\rho} z + D_m \right\} e^{-\kappa z} J_m(\kappa r) \cos m\theta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

但し $\text{div } v = 0$ を充たす爲には

$$D_m - B_m = \frac{1}{\kappa} \frac{A_m}{2\nu\rho} \dots\dots\dots (11)$$

扱之等の解に, 地上に於ける条件を入れるに, 次の様に定めた.

$z=0$ にて, $w=0, P_{zz}=F(r) \dots\dots\dots (12)$

而して, $P_{zz} = P_{rz} \cos \theta - P_{z\theta} \sin \theta$

$$= \rho\nu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) \cos \theta - \nu\rho \left(\frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \sin \theta$$

$$\therefore P_{zz} = -\nu\rho \kappa \left\{ \left(\frac{A_m}{2\nu\rho\kappa} - B_m \right) \cos m\theta \cos \theta + C_m \sin m\theta \sin \theta \right\} J_m'(\kappa r)$$

$$-\nu\rho\kappa \left\{ \left(\frac{A_m}{2\nu\rho\kappa} - B_m \right) \sin m\theta \sin \theta + C_m \cos m\theta \cos \theta \right\} \frac{m}{\kappa r} J_m(\kappa r) \dots\dots\dots (13)$$

但し, $w|_{z=0} = 0$ なる爲に $D_m = 0$ としてある. 所で, 我々の今考へる問題では, $P_{zz}|_{z=0}$ は, θ には無関係である故, 上の式で, $m=1$ と置き, 且つ

$$C_1 = \frac{A_1}{2\nu\rho\kappa} - B_1 \dots\dots\dots (14)$$

と置くと $P_{zz}|_{z=0} = -\kappa\rho\nu C_1 \left\{ J_1'(\kappa r) + \frac{1}{\kappa r} J_1(\kappa r) \right\} = -\kappa\rho\nu C_1 J_0(\kappa r)$

扱, 以上の價には “ κ ” なる特殊な数を含んで居るが, 之を一般化するには, 全部を “ κ ” について積分すると良い.

斯うして, 一般化したものに, $m=1$ と置くと,

$$\left. \begin{aligned} u &= -\int_0^\infty \left\{ \left[\frac{A_1}{2\nu\rho} z + B_1 \right] J_1'(\kappa r) - C_1 \frac{1}{\kappa r} J_1(\kappa r) \right\} e^{-\kappa z} \cos \theta d\kappa + U \cos \theta \\ v &= \int_0^\infty \left\{ \left[\frac{A_1}{2\nu\rho} z + B_1 \right] \frac{1}{\kappa r} J_1(\kappa r) - C_1 J_1'(\kappa r) \right\} e^{-\kappa z} \sin \theta d\kappa - U \sin \theta \\ w &= \int_0^\infty \frac{A_1}{2\nu\rho} z e^{-\kappa z} J_1(\kappa r) \cos \theta d\kappa, \quad P_{zz}|_{z=0} = -\int_0^\infty \rho\nu C_1 J_0(\kappa r) \kappa d\kappa \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

而して, Fourier-Bessel の定理により,

$$F(r) = \int_0^\infty J_0(\kappa r) \kappa d\kappa \int_0^\infty F(\alpha) J_0(\kappa\alpha) \alpha d\alpha \dots\dots\dots (16)$$

之と, (14) の下の条件により,

$$C_1 = -\frac{1}{\nu\rho} \int_0^\infty F(\alpha) J_0(\kappa\alpha) \alpha d\alpha \dots\dots\dots (17)$$

且つ (13), (16) より

$$A_1 = -\nu\rho\kappa C_1, \quad B_1 = C_{1/2} \dots\dots\dots (18)$$

斯くして, 問題の解は,

$$\begin{aligned} u &= \frac{1}{\nu\rho} \int_0^\infty \left\{ \frac{1}{2} (z\kappa - 1) J_0(\kappa r) - \frac{1}{2} \left(z + \frac{1}{\kappa} \right) \frac{1}{r} J_1(\kappa r) \right\} e^{-\kappa z} d\kappa \\ &\quad \times \int_0^\infty F(\alpha) J_0(\kappa\alpha) \alpha d\alpha \cos \theta + U \cos \theta \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} v &= -\frac{1}{\nu\rho} \int_0^\infty \left\{ -J_0(\kappa r) + \frac{1}{2} \left(z + \frac{1}{\kappa} \right) \frac{1}{r} J_1(\kappa r) \right\} e^{-\kappa z} d\kappa \\ &\quad \times \int_0^\infty F(\alpha) J_0(\kappa\alpha) \alpha d\alpha \sin \theta - U \sin \theta \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

$$w = \frac{z}{2\nu\rho} \int_0^\infty e^{-\kappa z} J_1(\kappa r) \kappa d\kappa \int_0^\infty F(\alpha) J_0(\kappa\alpha) \alpha d\alpha \cos\theta \dots\dots\dots (21)$$

次に、 $F(r)$ を假定して、大略の値を調べて見やう。

第 1 の場合、

$$F(r) = \frac{a^3 R}{(a^2 + r^2)^{3/2}} \dots\dots\dots (22)$$

之は、完全な圓形の島が、海岸は砂濱で摩擦少く、内側では樹木等の爲、摩擦が大きくなつて居る様な場合に相當するものと考へた。

此の場合には、

$$C_1(\kappa) = -\frac{R}{\nu\rho} \int_0^\infty \frac{a^3 J_0(\kappa\alpha) \alpha d\alpha}{(a^2 + \alpha^2)^{3/2}} = -\frac{a^2 R}{\nu\rho} e^{-\kappa a}$$

(19), (20) 及 (21) の式に代入すると、

$$u = \left[\frac{a^2 R}{\nu\rho} \int_0^\infty \frac{1}{2} (z\kappa - 1) \left\{ J_0(\kappa r) - \frac{1}{\kappa r} J_1(\kappa r) \right\} e^{-(z+a)\kappa} d\kappa + U \right] \cos\theta,$$

$$v = -\left[\frac{a^2 R}{\nu\rho} \int_0^\infty \left\{ -J_0(\kappa r) + \frac{1}{2} (z\kappa - 1) \frac{1}{\kappa r} J_1(\kappa r) \right\} e^{-(z+a)\kappa} d\kappa + U \right] \sin\theta,$$

$$w = \frac{a^2 R}{2\nu\rho} z \int_0^\infty e^{-(z+a)\kappa} J_1(\kappa r) \kappa d\kappa \cos\theta.$$

此の積分には、寺澤博士⁽²⁾に依り、

$$\int_0^\infty J_m(\kappa r) e^{-\kappa z} \kappa^n d\kappa = \frac{(n+m)!}{(r^2+z^2)^{n+1/2}} P_n^{-m} \left(\frac{z}{\sqrt{r^2+z^2}} \right) = \frac{(n-m)!}{(r^2+z^2)^{n+1/2}} P_n^m \left(\frac{z}{\sqrt{r^2+z^2}} \right) \dots (m \leq n) \quad (23)$$

但し、 P_n^m は m 階 n 次の球面臺函數である。⁽³⁾ 故に

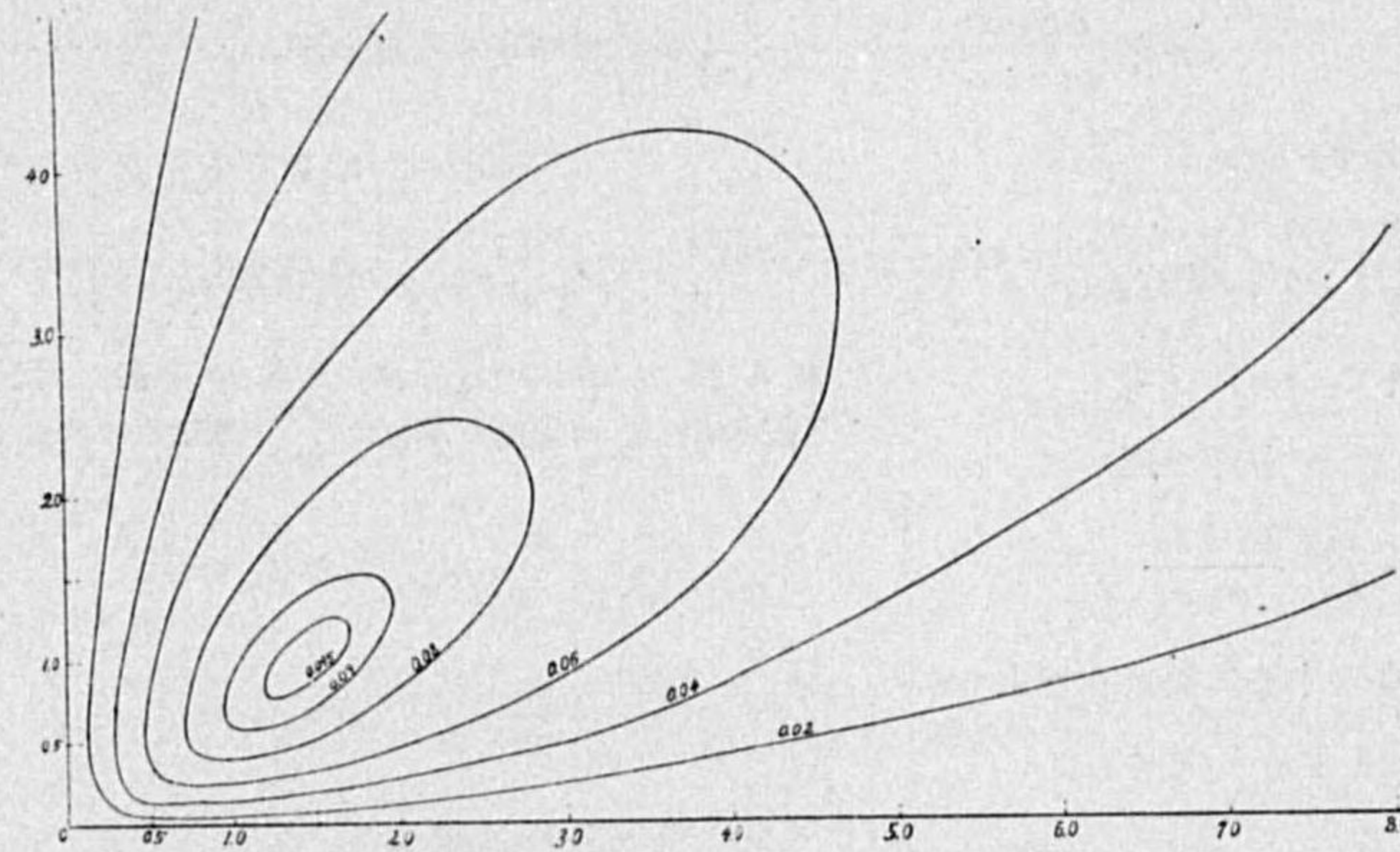
$$\left. \begin{aligned} u &= -\frac{a^2 R}{2\nu\rho} \left[\frac{1}{\{r^2+(z+a)^2\}^{3/2}} \left\{ a(z+a)+r^2 \right\} \left\{ 2 + \frac{(z+a)^2}{r^2} \right\} - \frac{a}{r^2} \right] \cos\theta + U \cos\theta \\ v &= \frac{a^2 R}{2\nu\rho} \left[\frac{2}{\sqrt{r^2+(z+a)^2}} - \frac{1}{r^2 \sqrt{r^2+(z+a)^2}} \left\{ a(z+a)+r^2 \right\} + \frac{a}{r^2} \right] \sin\theta - U \sin\theta \\ w &= \frac{a^2 R}{2\nu\rho} \frac{rz}{\{r^2+(z+a)^2\}^{3/2}} \cos\theta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (24)$$

此の“ w ” 垂直流を圖示すると、第 1, 2 圖の様になる。茲に第 1 圖は、 $\theta=0$ の面に於ける垂直分布で、第 2 圖は、 a の高さに於ける平面分布を表はす。圖中點線は表面摩擦の分布を表はす。

次に、水平速度は如何になつて居るかを見ると、

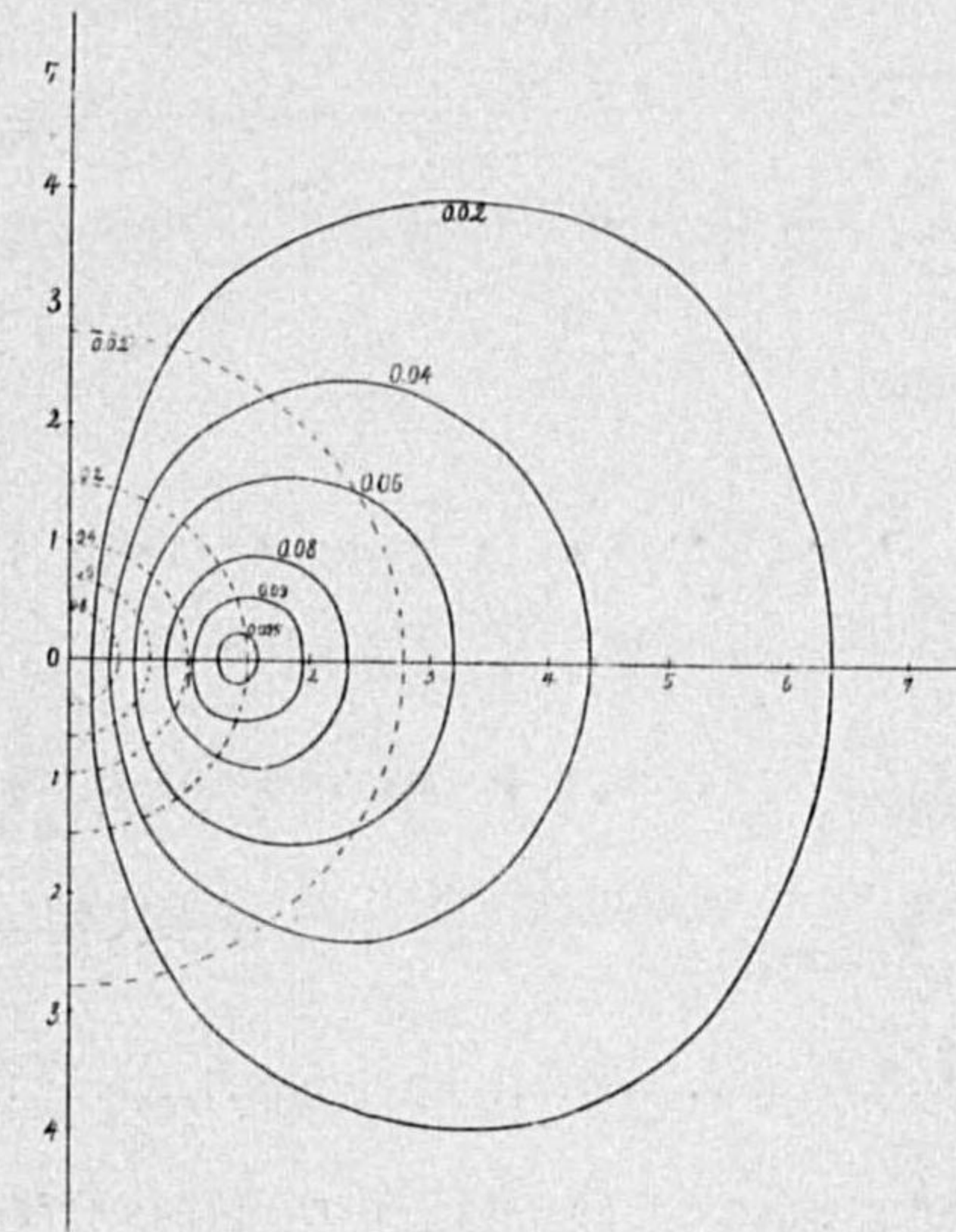
$$u_x = u \cos\theta - v \sin\theta$$

第 1 圖 垂直氣流の垂直分布 (軸單位は a 水平流速の單位は $\frac{Ra}{2\nu\rho}$)



第 2 圖 垂直氣流の水平分布 (a の高さに於ける)

(軸の單位は a , 氣流の單位は $\frac{Ra}{2\nu\rho}$, 摩擦力の單位は R)



$$= U + \frac{a^2 R}{4\nu\rho} \left[\frac{z(z+a)}{\{r^2+(z+a)^2\}^{3/2}} - \frac{3}{\sqrt{r^2+(z+a)^2}} \right] + \frac{a^2 R}{4\nu\rho} \left[\frac{2}{r^2} \left\{ \frac{z(z+a)}{\sqrt{r^2+(z+a)^2}} - \sqrt{r^2+(z+a)^2} + a \right\} + \frac{z(z+a)}{\{r^2+(z+a)^2\}^{3/2}} + \frac{1}{\sqrt{r^2+(z+a)^2}} \right] \cos 2\theta \dots (25)$$

$$u_y = u \sin \theta + v \cos \theta$$

$$= \frac{a^2 R}{4\nu\rho} \left[\frac{2}{r^2} \left\{ \frac{z(z+a)}{\sqrt{r^2+(z+a)^2}} - \sqrt{r^2+(z+a)^2} + a \right\} + \frac{z(z+a)}{\{r^2+(z+a)^2\}^{3/2}} + \frac{1}{\sqrt{r^2+(z+a)^2}} \right] \sin 2\theta \quad (26)$$

(25) に於て, $r=0$ と置く. 即ち島の中心で x 方向の速さは,

$$u_{x,r=0} = U - \frac{a^2 R}{4\nu\rho} \frac{2z+3a}{z+a} \quad (27)$$

それで今, 島の中心に於ける地上風速を $U/2$ とすると次式となる.

$$\frac{aR}{2\nu\rho} = \frac{U}{3} \dots (28)$$

更に“ y ”方向への水平分速は, 如何程になるかを見ると第3圖の如し. 之の単位も前と同じく $aR/2\nu\rho$ としてある. 又参考の爲に, 第4圖に地上摩擦の分布を示す.

第2の場合.

$$\left. \begin{aligned} F(r) &= R \dots a > r \\ &= 0 \dots a < r \end{aligned} \right\} \dots (29)$$

即ち, 島の半径を“ a ”とし, 島上では摩擦力は R で, 他では0とする.

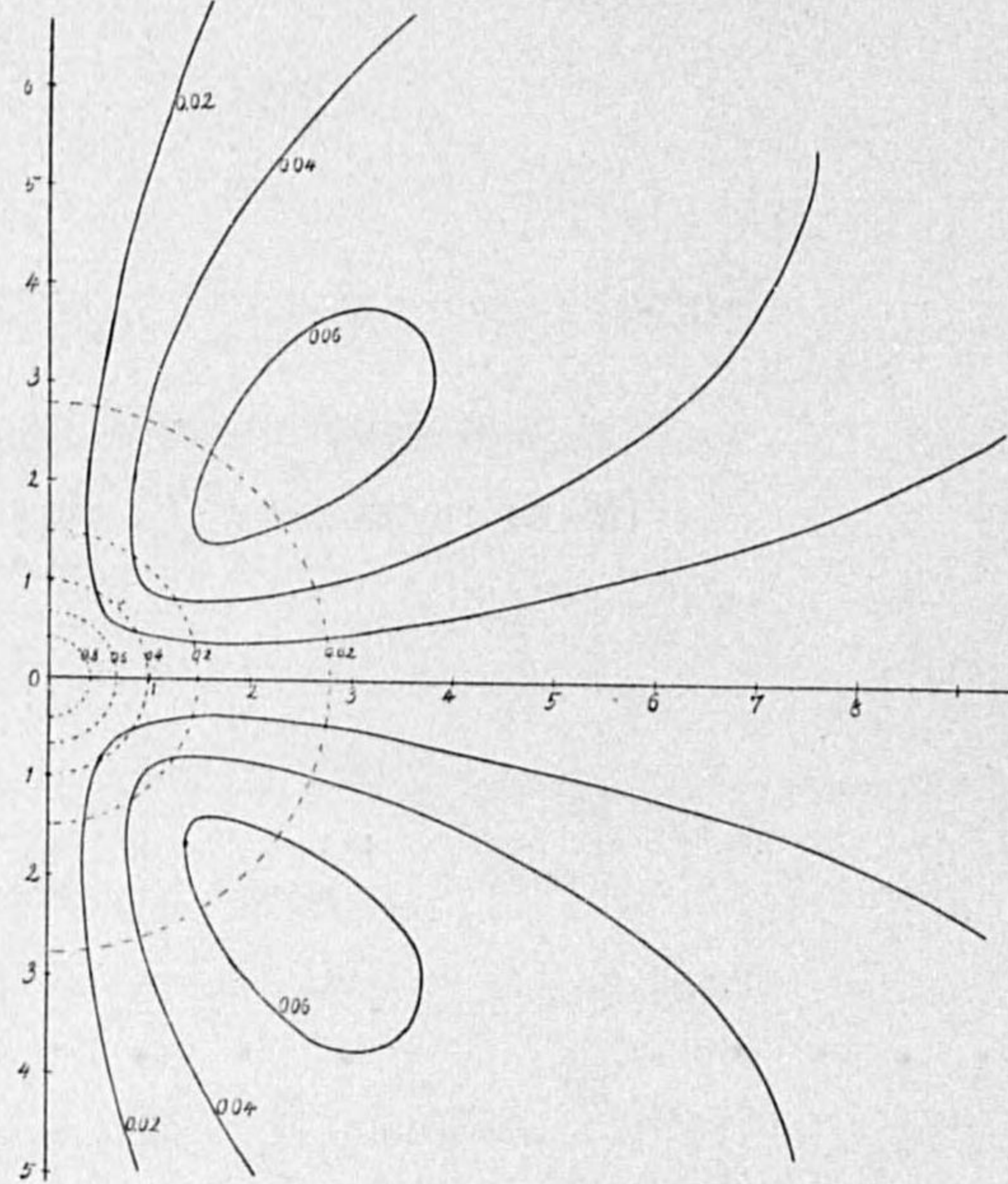
$$C_1 = -\frac{1}{\nu\rho} \int_0^\infty F(\alpha) J_0(\kappa\alpha) \alpha d\alpha$$

$$= -\frac{R}{\nu\rho} \int_0^a J_0(\kappa\alpha) \alpha d\alpha = -\frac{R}{\nu\rho} \frac{a}{\kappa} J_1(\kappa a)$$

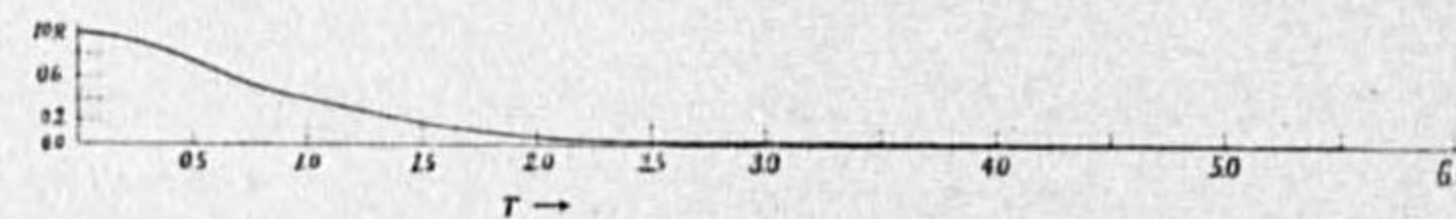
$$\dots (30)$$

$$\therefore u = \frac{Ra}{\nu\rho} \int_0^\infty \left\{ \frac{1}{2} (z\kappa - 1) J_0(\kappa r) - \frac{1}{2} \left(z + \frac{1}{\kappa} \right) \frac{1}{r} J_1(\kappa r) \right\} \frac{1}{\kappa} J_1(\kappa a) e^{-\kappa z} d\kappa \cos \theta + U \cos \theta$$

第3圖 y 方向の水平分速の分布 (a の高さに於ける) (軸の単位は a , 流速の単位は $\frac{Ra}{2\nu\rho}$ 摩擦力の単位は R)



第4圖 摩擦力の水平分布 (r の単位は a , $F(r)$ の単位は R)



$$v = \frac{Ra}{\nu\rho} \int_0^\infty \left\{ J_0(\kappa r) - \frac{1}{2} \left(z + \frac{1}{\kappa} \right) \frac{1}{r} J_1(\kappa r) \right\} \frac{1}{\kappa} J_1(\kappa a) e^{-\kappa z} d\kappa \sin \theta - U \sin \theta$$

$$w = \frac{Ra}{2\nu\rho} \int_0^\infty J_1(\kappa r) J_1(\kappa a) e^{-\kappa z} d\kappa \cos \theta \dots (31)$$

此處に必要な積分を取上げて見ると,

$$\int_0^\infty J_0(\kappa r) J_1(\kappa a) e^{-\kappa z} d\kappa = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{a-r \cos \theta}{R^2} d\theta - \frac{z}{\pi} \int_0^\pi \frac{a-r \cos \theta}{R^2 \sqrt{R^2+z^2}} d\theta \dots (32)$$

$$\int_0^\infty J_0(\kappa r) J_1(\kappa a) e^{-\kappa z} \frac{d\kappa}{\kappa} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{1}{R^2} (\sqrt{R^2+z^2} - z) (a-r \cos \theta) d\theta \dots (33)$$

$$\int_0^\infty J_1(\kappa r) J_1(\kappa a) e^{-\kappa z} d\kappa = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\cos \theta}{\sqrt{R^2+z^2}} d\theta \dots (34)$$

$$\int_0^\infty J_1(\kappa r) J_1(\kappa a) e^{-\kappa z} \frac{d\kappa}{\kappa} = \frac{ar}{\pi} \int_0^\pi \frac{\sin^2 \theta}{R^2} d\theta - \frac{arz}{\pi} \int_0^\pi \frac{\sin^2 \theta}{R^2 \sqrt{R^2+z^2}} d\theta \dots (35)$$

$$\int_0^\infty J_1(\kappa r) J_1(\kappa a) e^{-\kappa z} \frac{d\kappa}{\kappa^2} = \frac{ar}{\pi} \int_0^\pi \frac{\sin^2 \theta \sqrt{R^2+z^2}}{R^2} d\theta - \frac{arz}{\pi} \int_0^\pi \frac{\sin^2 \theta}{R^2} d\theta \dots (36)$$

但し, 之には,

$$R = \sqrt{a^2 - 2ar \cos \theta + r^2} \dots (37)$$

$$J_0(\kappa r) J_1(\kappa a) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi J_1(\kappa R) \frac{a-r \cos \theta}{R} d\theta, \quad J_1(\kappa r) J_1(\kappa a) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi J_0(\kappa R) \cos \theta d\theta \dots (38), (39)$$

と言ふ關係⁽¹⁾を用ひてある.

此の5個の積分の中, 始めの4つは既に寺澤博士⁽²⁾が計算して居られるので, 最後の積分も其の筆法により求めた. 即ち, 今

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \left(\frac{2}{ar} \right)^{1/3}, \quad \beta = \frac{a^2+r^2+z^2}{6ar}, \\ e_1 &= \frac{2\beta}{\alpha} = \frac{a^2+r^2+z^2}{3ar\alpha}, \quad e_2 = \frac{1-\beta}{\alpha} = -\frac{a^2+r^2+z^2-6ar}{6ar\alpha}, \\ e_3 &= -\frac{1+\beta}{\alpha} = -\frac{a^2+r^2+z^2+6ar}{6ar\alpha}, \\ \cos \theta &= \alpha s + \beta \end{aligned} \right\} \dots (40)$$

と置く. さうすると上の積分は, 總べて楕圓函数で表はされる. 即ち,

$$\int_0^\pi \frac{\cos \theta}{\sqrt{R^2+z^2}} d\theta = \alpha^2 \int_{e_3}^{e_2} \frac{\left(s + \frac{1}{2} e_1 \right) ds}{\sqrt{4(s-e_1)(s-e_2)(s-e_3)}} = \alpha^2 \int_{\omega_3}^{\omega_2} \left\{ \frac{1}{2} e_1 + \wp(u) \right\} du = \alpha^2 \left(\frac{1}{2} e_1 \omega_1 - \eta_1 \right) \quad (41)$$

$$\int_0^\pi \frac{a-r \cos \theta}{R^2 \sqrt{R^2+z^2}} d\theta = \frac{\alpha}{2a} \omega_1 - \frac{r^2-a^2}{2a^2 r} \frac{1}{\wp'(v)} \left\{ v \eta_1 - \omega_1 \zeta(v) \right\} \dots (42)$$

但し,

$$\varphi(v) = \frac{a^2 + r^2 - 2ar\beta}{2ar\alpha} = \frac{2(a^2 + r^2) - z^2}{6ar\alpha}$$

$$\int_0^\pi \frac{\sin^2\theta}{R^2\sqrt{R^2+z^2}} d\theta = \frac{\alpha^2}{2ar} \left\{ \omega_1[\varphi(v) + e_1] - \eta_1 - \frac{2[\varphi(v) - e_2][\varphi(v) - e_3]}{\varphi'(v)} [v\eta_1 - \omega_1\zeta(v)] \right\} \dots (43)$$

$$\int_0^\pi \frac{\sqrt{R^2+z^2}}{R^2} (a - r \cos\theta) d\theta = \frac{2}{\alpha\alpha} (\eta_1 + e_1\omega_1) - \frac{r^2 - a^2}{a^2 r \alpha^2} \omega_1 + \frac{2(r^2 - a^2)}{a^2 r \alpha^2} \frac{\varphi(v) - e_1}{\varphi'(v)} \{v\eta_1 - \omega_1\zeta(v)\} \dots (44)$$

$$\int_0^\pi \frac{\sqrt{R^2+z^2}}{R^2} \sin^2\theta d\theta = \int_0^\pi \frac{\sin^2\theta}{\sqrt{R^2+z^2}} d\theta + \int_0^\pi \frac{z^2}{R^2\sqrt{R^2+z^2}} \sin^2\theta d\theta$$

此の第二項は (43) に一致する故、第一項のみを積分すると、

$$\int_0^\pi \frac{\sin^2\theta}{\sqrt{R^2+z^2}} d\theta = \alpha^2 \int_{e_3}^{e_2} \frac{(s - e_2)(s - e_3)}{\sqrt{4(s - e_1)(s - e_2)(s - e_3)}} ds$$

$$= \alpha^2 e_2 e_3 \omega_1 + \alpha^2 (e_2 + e_3) \eta_1 + \frac{\alpha^2}{12} g_2 \omega_1 + \frac{\alpha^2}{6} \{ \varphi'(\omega_2) - \varphi'(\omega_3) \} \dots (45)$$

但し、以上用ひた $\varphi(u)$, $\eta_i = \zeta(\omega_i)$, g_i 等は通常用ひられて居る意味のものである。

又、他の二つは、簡単に積分されて、

$$\int_0^\pi \frac{a - r \cos\theta}{R^2} d\theta = \begin{cases} \frac{\pi}{a} & \text{for } r < a \\ = 0 & \dots r > a \end{cases} \dots (46)$$

$$\int_0^\pi \frac{\sin^2\theta}{R^2} d\theta = \begin{cases} \frac{\pi}{2a^2} & \dots r < a \\ = \frac{\pi}{2r^2} & \dots r > a \end{cases} \dots (47)$$

之で總べてが求まつたわけである。

扱、以上の計算は實際の場合とは可成りの懸隔はあらうが、島の直徑が數軒以下の程度のものならば、此處に得られた値の大き及び分布状態は、相當信用し得るものと思ふ。

尙、氣壓は、(6), (18), (23) の式より、

$$p_1 = \frac{22\rho}{z} w = a^2 R \frac{r}{\{r^2 + (z+a)^2\}^{3/2}} \cos\theta$$

となり、風上の側に高壓部が出来、風下の側に低壓部が出来、其の水平分布は垂直氣流“w”の分布と同様になる。

本稿を終ふるに當り、御閱讀下さいました正野先生に厚く御禮申上げる次第であります。又、何時も種々御教示下され、便宜を與へて下される、八鍬支臺長、山本技師を始め札幌支臺の方々に深謝の意を表する次第であります。

参 考 文 献

- (1) 氣象集誌. 15 卷, p. 532.
- (2) Journal of the College of Science (Imp. Univ. Tokyo). vol. XXXVII, art 7.
- (3) N. Nielsen: Handbuch der Theorie der Cylinderfunktionen, S. 186.
- (4) 佐野静男: 應用數學. p. 299.

遠距離風信器の新案

倉石六郎

序論

或る観測點に於ける風信器の示す風向を、之と若干の距離にある観測室で観測したいと云ふ事は各方面から要望がある。本邦に於て普通使用されて居るものは、風力計臺上に風信器を備へ、その回轉軸を屋根を通して其の直下の室に導き、こゝで観測する様になつて居る。この屋根の孔は施工を餘程十分にしないと雨漏りを生ずる虞れがある。又観測室が風力塔の直下でない時は、風向の讀取りのみの爲に特に風力塔に昇らねばならない。それ故ロビンソン風力計の如く電線のみで観測室へ引込み得る様に出来れば都合がよい。

かゝる要求を満す爲に種々の考案があるが、何分風信器の運動は可成り速かであり、又その回轉方向は一定せず、絶えず其の方向が變化して居るので、他の隔測器械に用ひて具合のよいものでも風信器には應用されぬものが多い。例へば普通のセルシン電機⁽¹⁾を用ひたものでは使用中狂ひを生ずる心配がある。又スプリングフース⁽²⁾の器械は8方位だけしか讀み取れず、これを16方位にする時は電線の数が可成り多くなる。デビツク⁽³⁾のものは電線の数が3本であり風向をやゝくわしく讀取る事が出来るが、讀取りには不便である。

抜山式風信器は電線7本を用ひて6回線を作り、其の内の1乃至2回線を閉じて其の組合せによつて風向を16方位に分けて判定する様になつて居るので、構造が簡單で故障が起りにくい、慣れない間は自記記録から風向を判定するのが一寸面倒である。リシャル型では讀取りは簡單であるが電線を17本も用ひるので、少し距離の大きな所では使用し難い。菅原式自記風信風力計⁽⁴⁾は可成り複雑な精巧な機構を用ひて風向と風速とを同時に記録する様になつて居る。之等の他に庄司

(1) 計測. 第9號, 昭和13年, p. 1~13.

(2) A. Sprung und R. Fuess: Z. Instrumentenkde. Bd. 9 (1889), S. 90.

(3) O. Devik: Z. Instrumentenkde. Bd. 48 (1928), S. 218.

(4) 岡田: 氣象器械學. 補遺 341頁.

安氏⁽¹⁾の考案のものや井野英雄氏⁽²⁾のもの等がある。

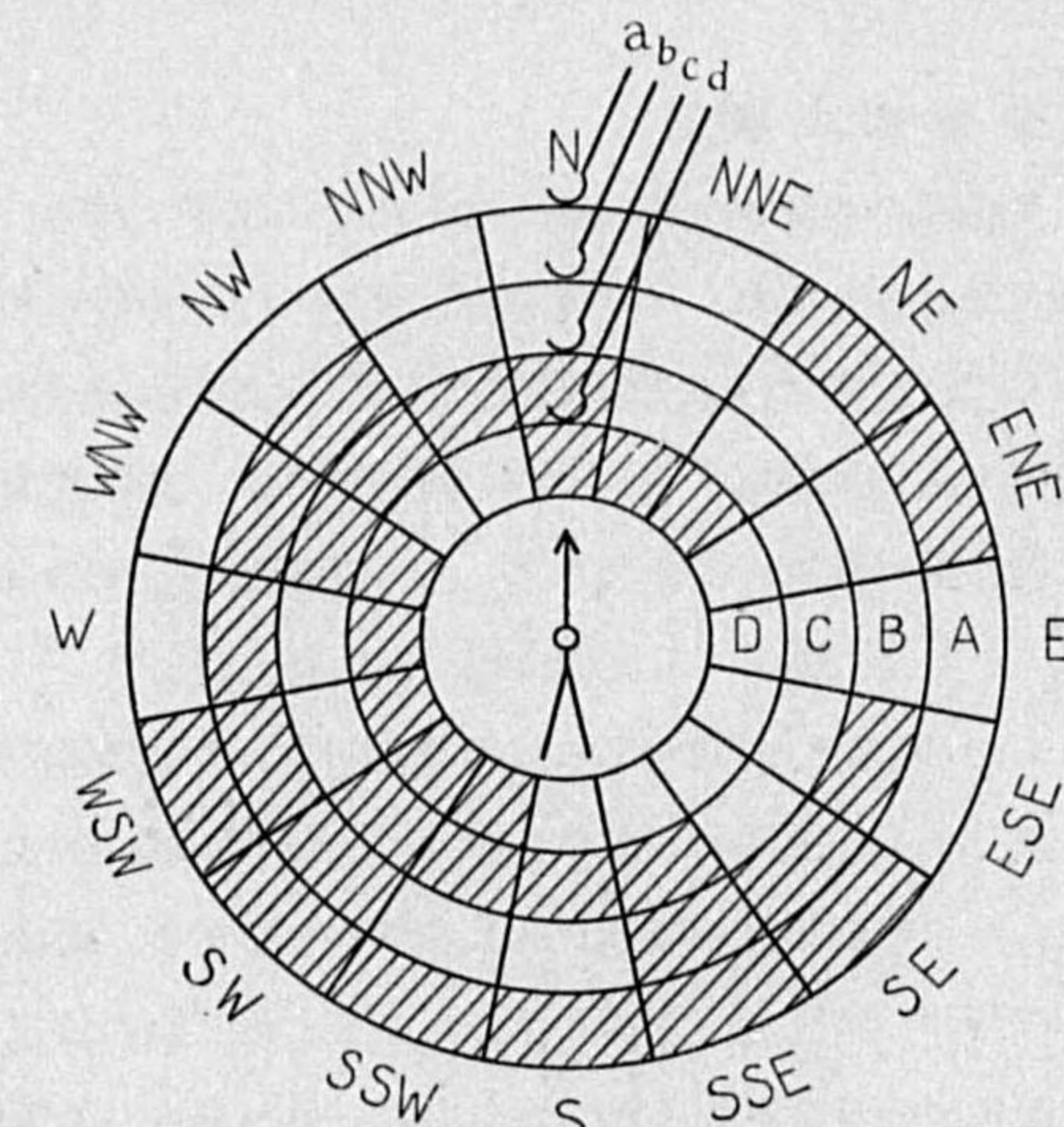
著者は成るべく構造が簡單で故障が少なく、不慣れた観測者でも樂に讀み取り得る様なものを考案した。

原理

一つの回路があり、これにより或る瞬間信號を送るものとする。直流電源を用ひれば開か閉かの二種の信號を送り得るわけである。電流の強さを變へたりすると、受信装置が複雑となつて現在の目的には不向きである。そこで斯の様な回路が4個あつたとすれば、その各回路が開と閉の二種の信號を送り得る故、全體として之れを組合せて2の4乗即16種の信號を送り得るわけである。風向は16方位に分けて讀み取るのが普通になつて居るから、4回路あればこの目的に適ふ譯である。各回路の1本を共通に使用すれば、必要な電線の数は5本でよい。さてこの信號を受信部で分解する方法である。この4回路を各a, b, c及dと名づける。例へば風信器が北を指して居る時には、aとbの回路が閉ぢ、cとdが開くものとする。受信部に於ては電磁石が矢張りA, B, C及びDの4個あつて、AとBの電磁石が作用し、CとDの電磁石が休止して居る時だけにNの信號が受信器の面に現はれ、この開閉信號の一つでも之と異なる場合にはNの信號が消える様にしておけば、風信器の動きが刻々に受信器の面上に示される事になる。

発信部の構造

風信器の軸と共通な中心線の週りに4組の分配機(Distributor)があり、之が風信器の臺に固定されて居る。第一圖に於て斜線を施した部分は絶縁されてあり、残りの部分が導體である。例へば圖の外側のAの分配機ではWからNWを経てNNE迄及びEとESEは導體で、其の他の部分は絶縁されて居る。刷子a, b, c及びdは風信器に固定され、風信器の廻轉につれて各分配機の上を接動する。圖の如く風信器がNを指す時には、aAとbBの回路は閉ぢられ、cC及びdDの回路は開かれる。



第一圖

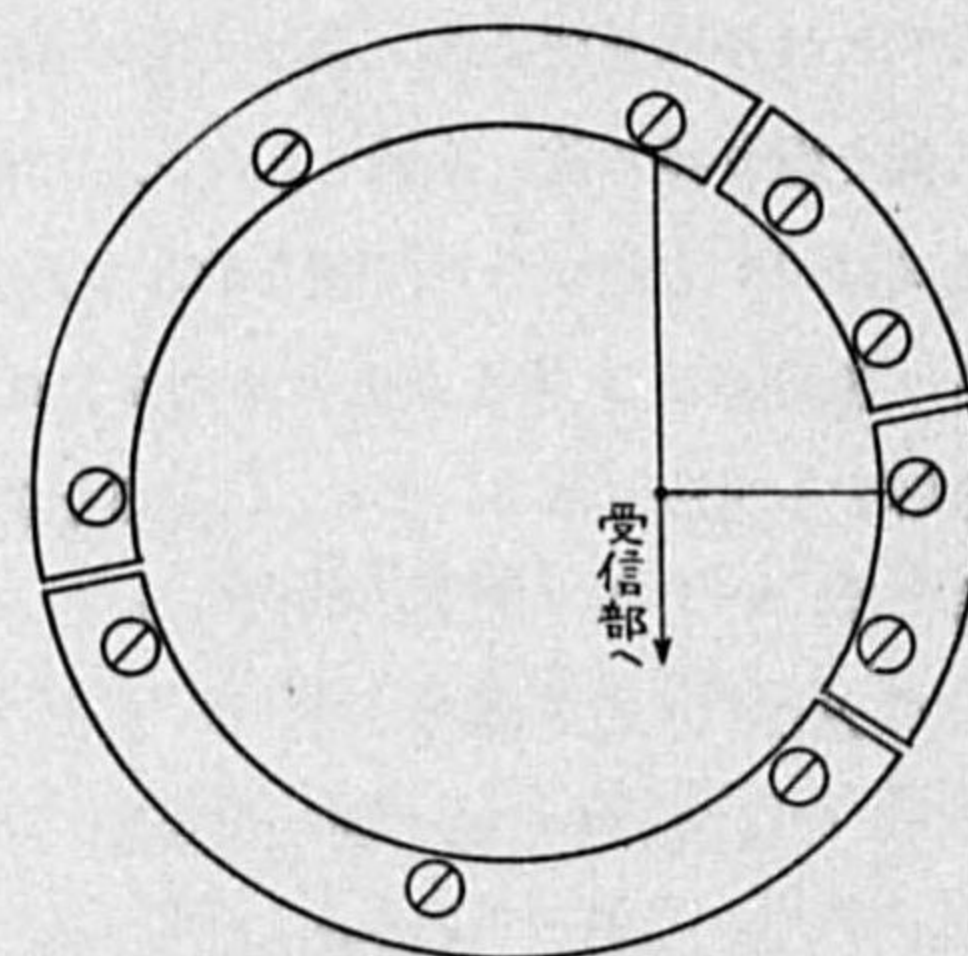
(1) 庄司: 天氣と氣候. 第5卷, 24頁, 1938.

(2) 井野: 天氣と氣候. 第5卷, 268頁, 1938.

この導体と絶縁部との配置は甚だ複雑である。これは4つの回路の仕事に平均にする爲に工夫したものである。かかる配置を用ひると風信器の一廻轉に對して各回路とも2回づゝの開閉をなし、又一方向から次の方向に移る時に唯一つの回路だけが開閉する事になる。尙其の上萬一故障の起つた際にも、直ちに氣が付くと云ふ利點がある。

實際の設計は A, B, C 及び D はいづれも直徑 10 釐の圓環であり、互に平行に置かれて居る。又刷子が導体と絶縁體との上を交互に滑つて動く時は、次第に接觸が不完全になつたり、又は絶縁が悪くなつたりする懼れがあるから、第二圖の如く外周は全部同種の金屬を用ひて、之をベークライト板に固定し、接觸部分だけを導線でつないで受信部に導く様にした。圖版第三の第四圖はこの部分の寫眞である。

この寫眞で示された様にこの分配器は風信器の臺に固定されて居る。これと接動する掃子が4個あり、これが風信器の矢羽根の軸に固定され、矢羽根の動きに從つて各回路を開閉する。寫眞で分配器の左の方に見えるのが掃子である。



第二圖 分配機 A

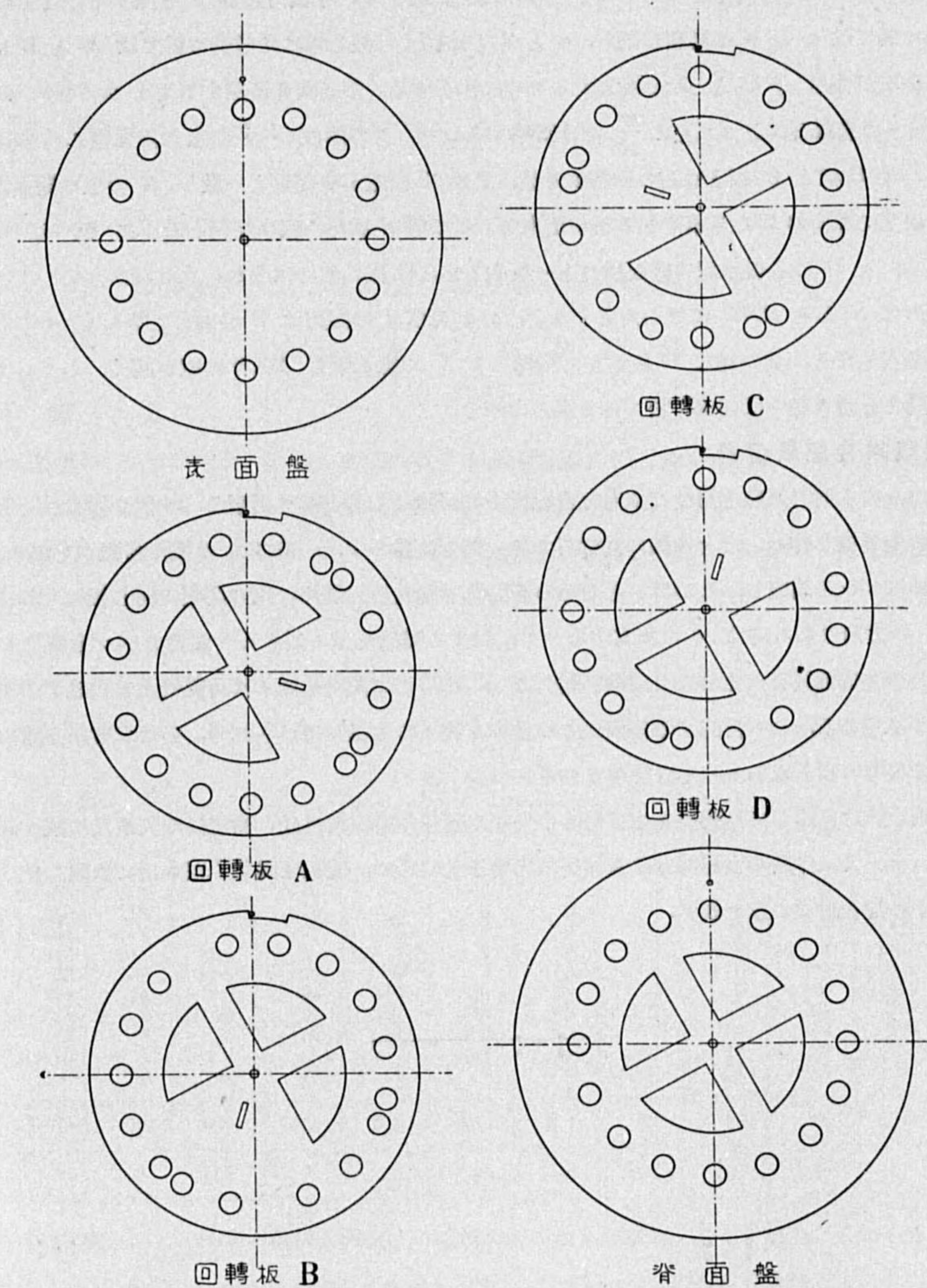
受信部の構造

受信部の主要部は第三圖の如き板より出來て居る。表面盤及背面盤には各 16 個の窓が等間隔に圓周上に穿けられ、それ等の窓が風向の 16 方位に相當するものとする。この2枚の盤の間に A, B, C 及び D の4枚の回轉板があり、上端の止め金で $\frac{\pi}{16}$ だけの範圍回轉し得る。この回轉板にも矢張り風向に相當する 16 個の窓があるが、之は圓周上に等間隔ではない。1枚の板について見ると特に狭い箇所が2箇所あり、その間隔は $\frac{\pi}{16}$ であり、特に廣い部分も亦2箇所あり、その間隔は $\frac{3\pi}{16}$ となつて居る。その他は總て表面盤と同じく $\frac{\pi}{8}$ の間隔となつて居る。

この主要部分の周圍に4個の電磁石があり(圖版第三の第五圖)これが發信部の分配機の開閉により動作する。即電磁石の吸引鐵片は槓杆の一端に固定され、槓杆の他端にはピンが固定されて居る。このピンが回轉板の細長い溝孔に緩入して居る。電磁石が作用して居ない時は第三圖の位置の如く右に回轉して止り、電磁石が作用すると第三圖の位置より $\frac{\pi}{16}$ だけ左回りに回轉して静止する。

受信部全體は木製の函に入れられ、發信部からの電線をつなぐ5個の端子と6Vの電池をつなぐ2個の端子があり、前面に開閉器をもつて居る。主要部の正面は乳色張硝子を填め、窓に相當する箇所に N, NNE 等の字を刻し、窓が開けばこれを通して背面の電燈が照すので、方向が直接讀める様にした(第六圖)。

作 用



第三圖

簡単な爲に一つの方向をとつてこの器械の作用を説明する。今風信器が N を指すものとすれば、発信部に於ては a と b の回路が閉ち、c と d とは開く。然る時は受信部に於ては A と B に属する電磁石が作用し、C と D に相當するものは休止する。第三圖を参照するとわかる様に A 板と B 板とは電磁石によつて左に $\frac{\pi}{16}$ だけ回轉するので、この兩板の N の窓は表面盤のそれと一致する。又 C 板と D 板とは右に回轉する故、之亦 N の窓が表面盤と一致し、N の窓は開き表面の硝子板上で風向が N なる事を知る事が出来る。この際 N 以外の窓は如何と云ふに、例へば NNE では A, B 及 D の各板の窓は表面盤のと一致するが、C 板のものはずれ、窓は開かない。次に風向が變つて N から NNE になつたとすると、a, b 及び d の回路は N の場合と等しく、c の回路が新に閉ちられる。其の爲に C 板が左に回轉して N の窓が閉ち、NNE の窓が開く。かくして風信器の動きを時々刻々受信部に於て知る事が出来る。

遠距離用自記風信器

前述のものと同じ原理を用ひて風向を自記紙上に記録せしめる事も出来る。16 個の罷動孔を有する 4 枚の金屬板を作り、之を 4 個の電磁石で各々獨立に動かす。一方に又 16 個の自記ペンがあり、その軸にピンを固定し、このピンを前記の罷動孔に緩入して置く。窓の開閉と同じ様にもし風信器が N の方向にある時は N に相當するペンに對する罷動孔が 4 個そろつて開きペンを動かす。其の他のペンは罷動孔がそろはない爲に動かない。かくして風向を刻々に自記紙上に記録する事が出来るわけである。この自記する器械はこの他にも種々の方法が考へられる。そこで實用上讀取りに便利で故障の起らないものを設計中である。

本器械の設計に關しては岡田先生を始め中央氣象臺製作掛の田村氏、檢定掛の矢龜氏に種々御注意を頂いた。又試作品の金屬部分は製作掛の馬場三之助氏に、配線は同じく塚本氏に依頼した。今筆を擱くに當り感謝の意を表す。

颱風域内の波浪又はうねりと風との關係に就いて

大谷東平, 高品佳清

§1. 緒言

嘗て著者の一人が同じ目的の爲、船舶の報する氣象電報より“海面に於ける風力と波浪との關係”(1)に就て調査せるところ、該電報に使用せる波浪階級が不完全なることを認めた。1936 年 8 月に其の波浪階級が改正せられたので再び此の調査を繰返した。調査事項は颱風域内の風力、風向、波浪及うねりで、之等の相互間の關係も調査を行つた。

§2. 風力と波浪

1936 年 10 月中の船舶氣象電報 6892 通に就て風力と波浪の關係を調査した。風力は 0~12 の階級であるが、電報では 0~2 は 2 と報じ、11~12 は 11 と報じ、波浪は 0~9 の階級である。

第 1 表 波浪と風力

風力 波浪	0-2	3	4	5	6	7	8	9	10	11-12	計	平均
0	107	2	2	0	0	1	0	0	0	0	112	2.10
1	369	18	9	3	3	0	0	0	0	0	402	2.14
2	954	149	23	7	5	1	0	0	0	0	1139	2.21
3	342	1045	214	25	7	1	1	0	0	0	1635	2.97
4	38	168	600	204	30	4	3	0	0	0	1047	4.04
5	14	24	126	629	156	20	3	0	0	0	972	4.99
6	4	9	20	117	484	88	6	2	2	1	723	5.89
7	1	3	13	25	87	288	73	7	4	3	504	6.84
8	0	1	2	8	17	82	114	22	19	2	267	7.67
9	0	0	0	0	0	2	4	30	31	14	81	9.63
計	1829	1419	1009	1018	789	487	204	61	56	20	6892	—
平均	1.94	3.05	3.92	4.91	5.81	6.86	7.48	8.31	8.41	8.45	—	—

前回の調査と同じく兩者の關係を調査すると第 1 表の如くなる。之より明かなる如く風力 3~7, 波浪 3~7 の範圍で、兩者は完全に正比例した平均値を採る。元來海洋氣象觀測法に風力の目安として波浪の程度を採つて居る位だから、兩者が一致した平均値を採るのは當然かもしれない。併

(1) 氣象集誌. 第 13 卷, 187 頁.

し以上の結果より大體に於て風力と波浪は比例すべきもので、もし兩者の差が大なるときは、他に原因があるものと考へることが出来る。

§3. 調査せる颱風

調査せる事項は颱風の中心より 1000 軒以内に於ける風力と波浪との關係、風向とうねりの方向との關係、及び、うねりの強さの分布等である。

調査せる颱風は下に記した I~VII の颱風で、その経路は第 1 圖に示す。I~VI の材料は總て氣象電報より、VII は室戸颱風調査報告より採つた。

便宜上、颱風の進路及び之に直角な線により、之を 4 象限に分ち、右前を第 1 象限、右後を第 2 象限、左後を第 3 象限、左前を第 4 象限と名付ける。

- I. 昭和 11 年 8 月 21 日より 9 月 2 日に至る颱風
- II. 昭和 11 年 8 月 30 日より 9 月 5 日に至る颱風
- III. 昭和 11 年 9 月下旬日より 10 月 4 日に至る颱風
- IV. 昭和 12 年 7 月 15 日より 7 月 26 日に至る颱風
- V. 昭和 12 年 7 月 30 日より 8 月 4 日に至る颱風
- VI. 昭和 12 年 10 月 8 日より 10 月 21 日に至る颱風
- VII. 昭和 9 年 9 月の室戸颱風

§4. 波浪と風力

第 1 表に明かな如く、波浪 S と風力 F とは大體同じ値を採るものであるから、平衡状態では $S-F=0$ であるが、風力が增大しつつあるときは、波浪が風力に比し時間の遅れがある爲、 $S-F<0$ となり、風力が減少しつつあるときは $S-F>0$ となることが想像される。然らば、颱風進行の前面は風力が增大しつつあるから $S-F<0$ となり、後面はその反對で $S-F>0$ となるべきである。

颱風 I 及び II に就き上記の關係を調査した結果は第 2 表に示す。材料は颱風 I で 177、颱風 III で 324 個の觀測に依る。第 2 表に依ると $S-F$ は第 2 象限で最も大きく、第 3 象限では 0 になつて居る。これ等は前記の理窟から云ふと正になるべきものである。第 1 象限と第 4 象限では大體 0 に

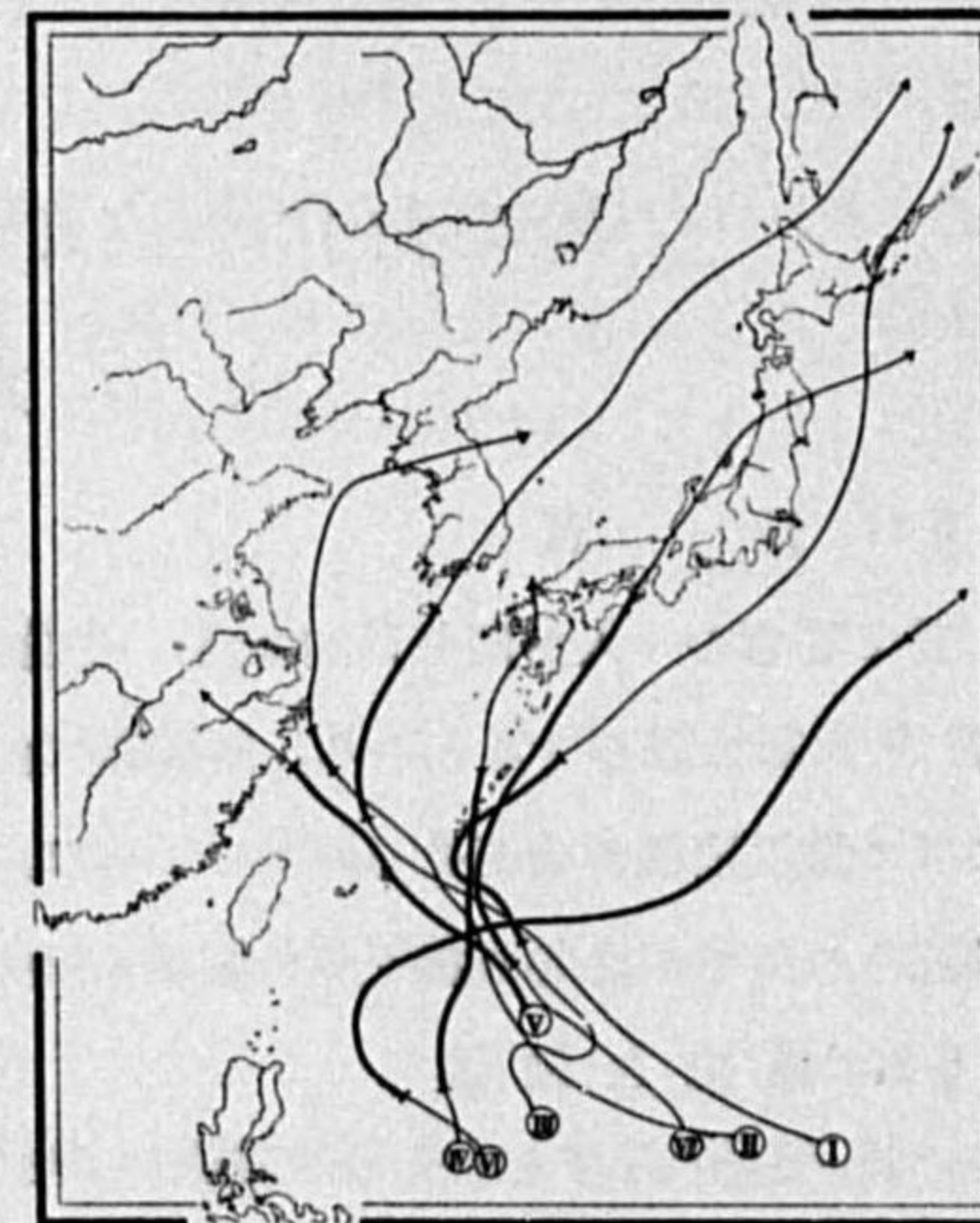
第 2 表 波浪と風力の差

象限	I	II	III	IV
颱風 I	0.2(68)	0.5(52)	0.0(28)	0.1(29)
III	-0.1(84)	0.7(29)	0.0(96)	0.0(111)

(括弧内は觀測数を表す)

が第 2 象限で最も長かつた爲であらう。元來第 2 象限は颱風域内で最も風の強い處であるから、此

第 1 圖 調査せる颱風の進路圖 (圖中太線は調査範圍を示す)



處で $S-F$ が正であるといふ事は、第 2 象限で波が特に高いことを示すものである。

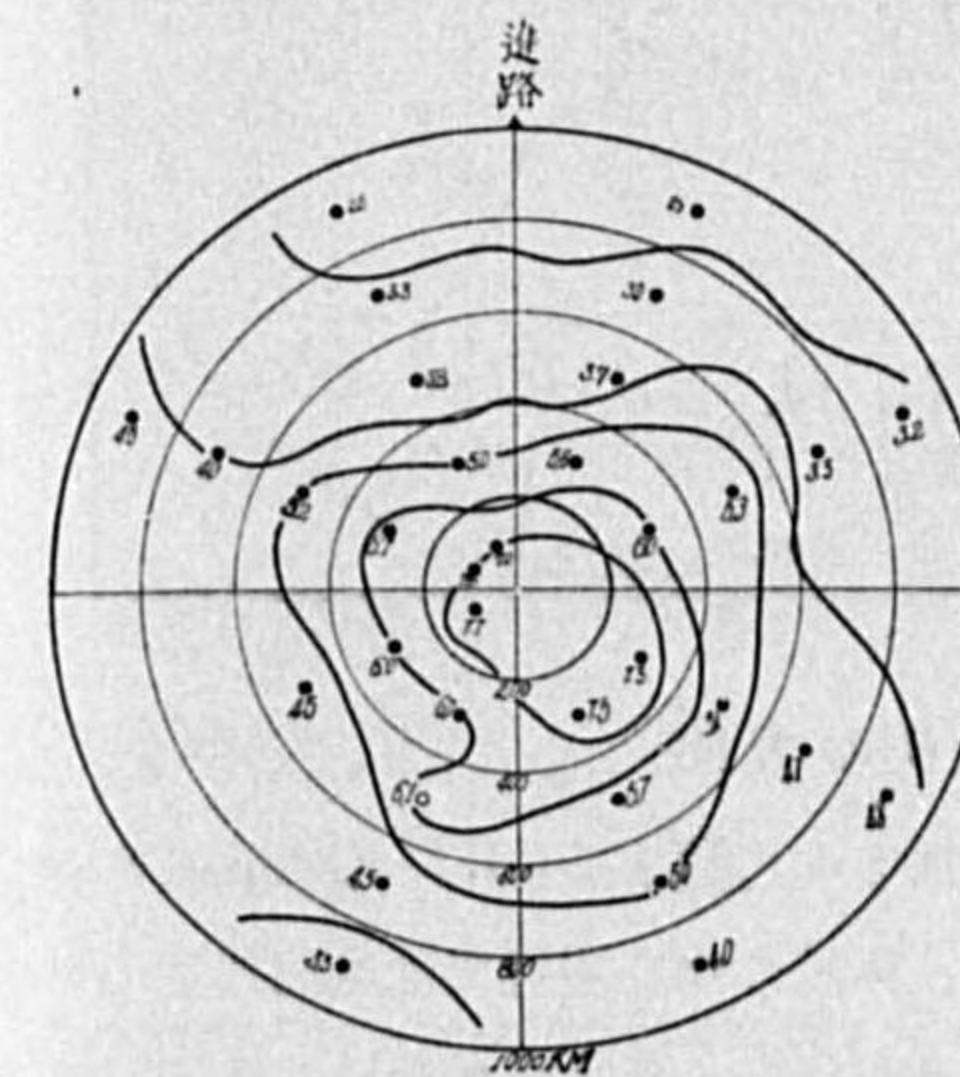
颱風全域に就て $S-F$ の値を見るに第 1 の颱風では、26 日 6 時は 0.0、18 時は 0.2、27 日 6 時は 0.3、同 18 時は 0.5 と増大して居る。此の間颱風は次第に勢力を増大しつつあつた。第 2 の颱風に就て見ても 10 月 1 日轉向する迄は -0.1 乃至 -0.2 であつたものが、轉向して發達し始める。従つて $S-F$ の値は 0.2 より 0.4 へ増加して行つた。

既に颱風が發達しつつある際は、風力の増加率に對し波浪の増加率の方が大なる事を示す。

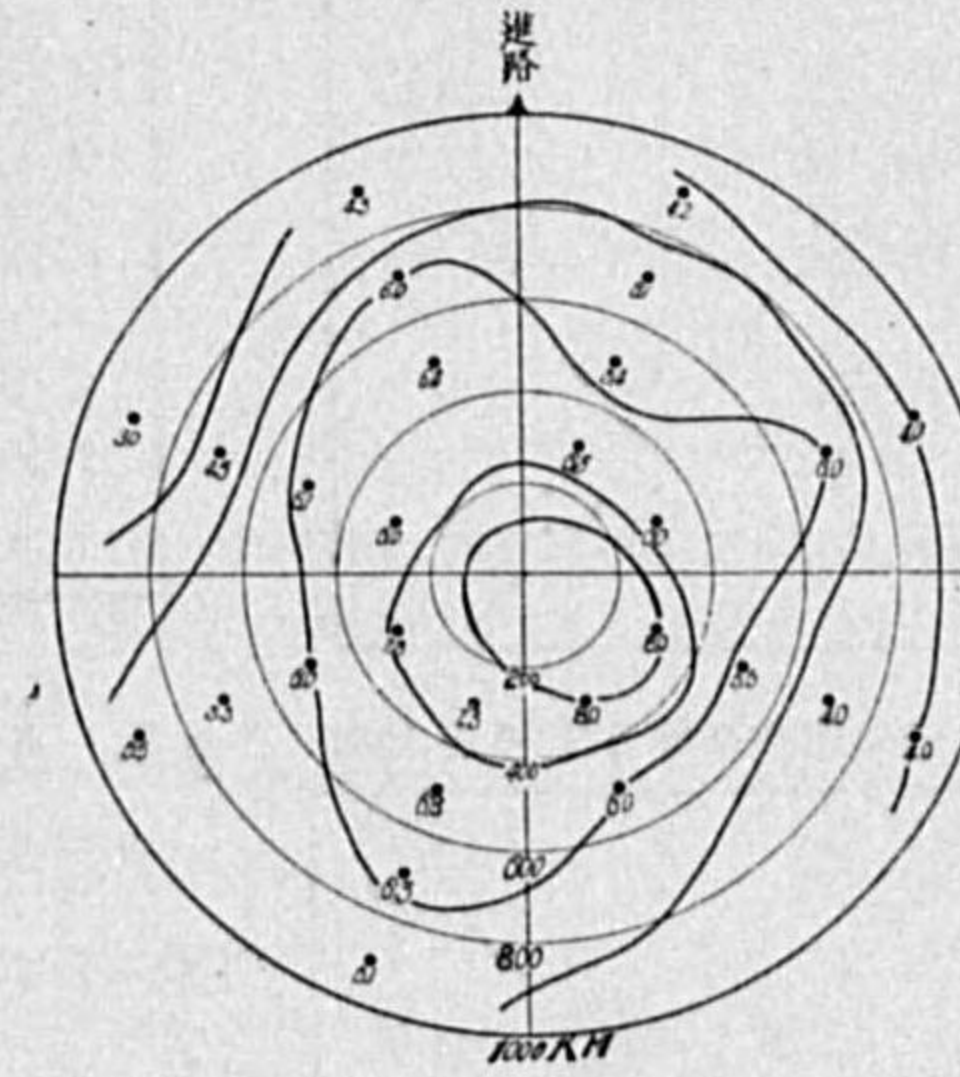
§5. 波浪及うねりの強さの分布

前節で颱風域内では第 2 象限で特に波浪の強いことは判るが、念の爲颱風 I 及 III に就き域内の波浪の強さの分布を調査したものが第 2 圖 a 及 b である。

第 2 圖 (a) 颱風(域内)波浪分布

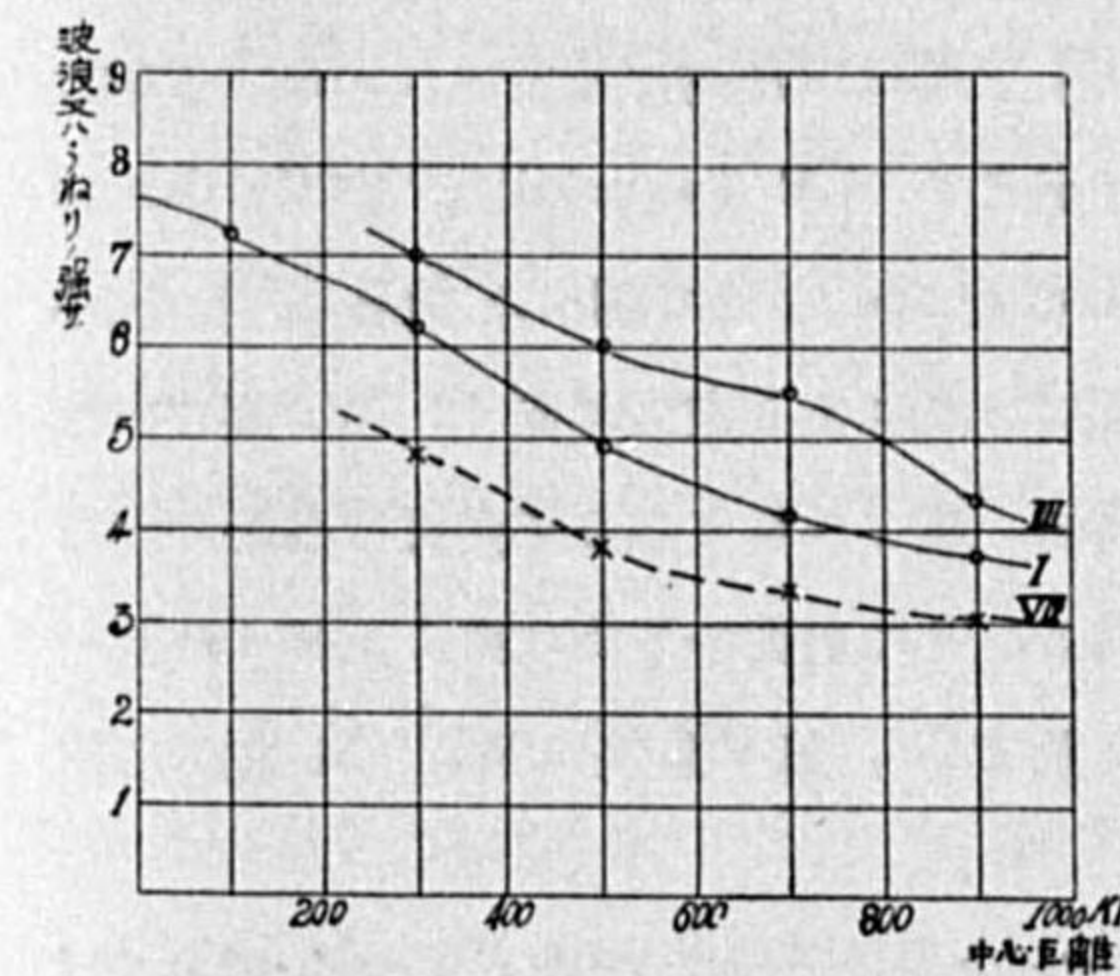


第 2 圖 (b) 颱風(域内)波浪分布



浪の強さの分布を調査したものが第 2 圖 a 及 b である。颱風の中心からかなり遠くでは各々個性により多少の變化はあるが、中心より 400 軒位までは第 2 象限で特に波浪の強いことが現はれて居る。

第 3 圖 波浪又はうねりと中心距離



第 3 表 颱風域内のうねりの分布 (室戸颱風)

象限	I	II	III	IV
中心距離				
100軒	—	—	6.0(1)	4.0(1)
300	5.0(4)	7.0(2)	4.0(2)	4.0(5)
500	4.3(7)	—	4.1(9)	4.0(12)
700	2.7(13)	7.0(1)	3.8(14)	3.2(25)
900	3.5(23)	3.0(3)	3.0(10)	3.2(25)

(括弧内は觀測数を表す)

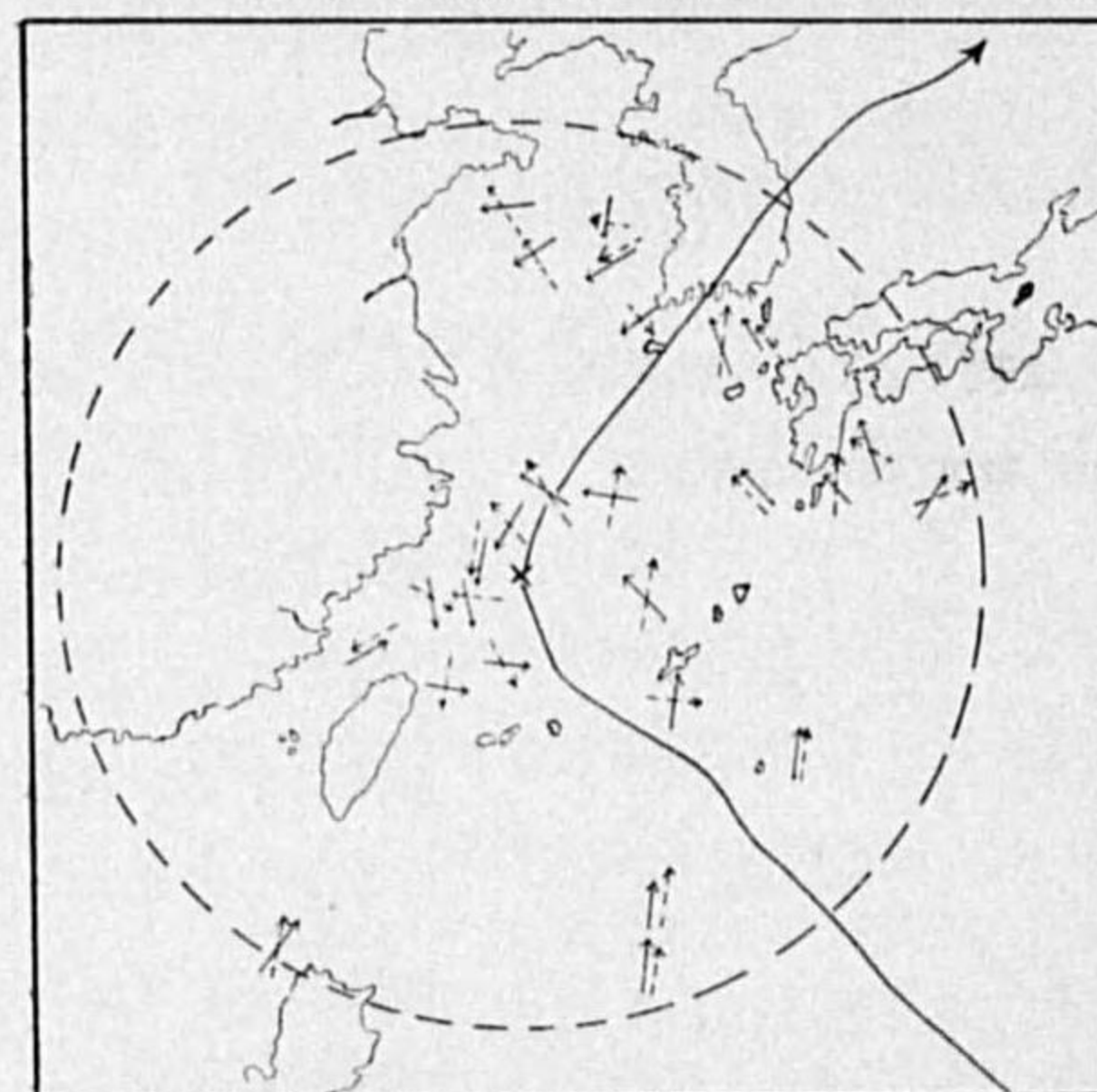
次に颱風域内のうねりの分布はどうであるかと、颱風 VII 即ち室戸颱風に就いて調査して見ると第 3 表の如くである。之には肝腎な第 3 象限の材料が殆どない爲此處で果して強いかどうかは判らぬが、中心より 400

軒以内ではかなり大きいかもしれぬ。其の他の象限では格別方向性を見出すことが出来ぬ。此の點は I. M. Cline 氏の研究⁽¹⁾の如く颱風右前面に最も強く、左後面に最も弱いと云ふのとは異つて居る。

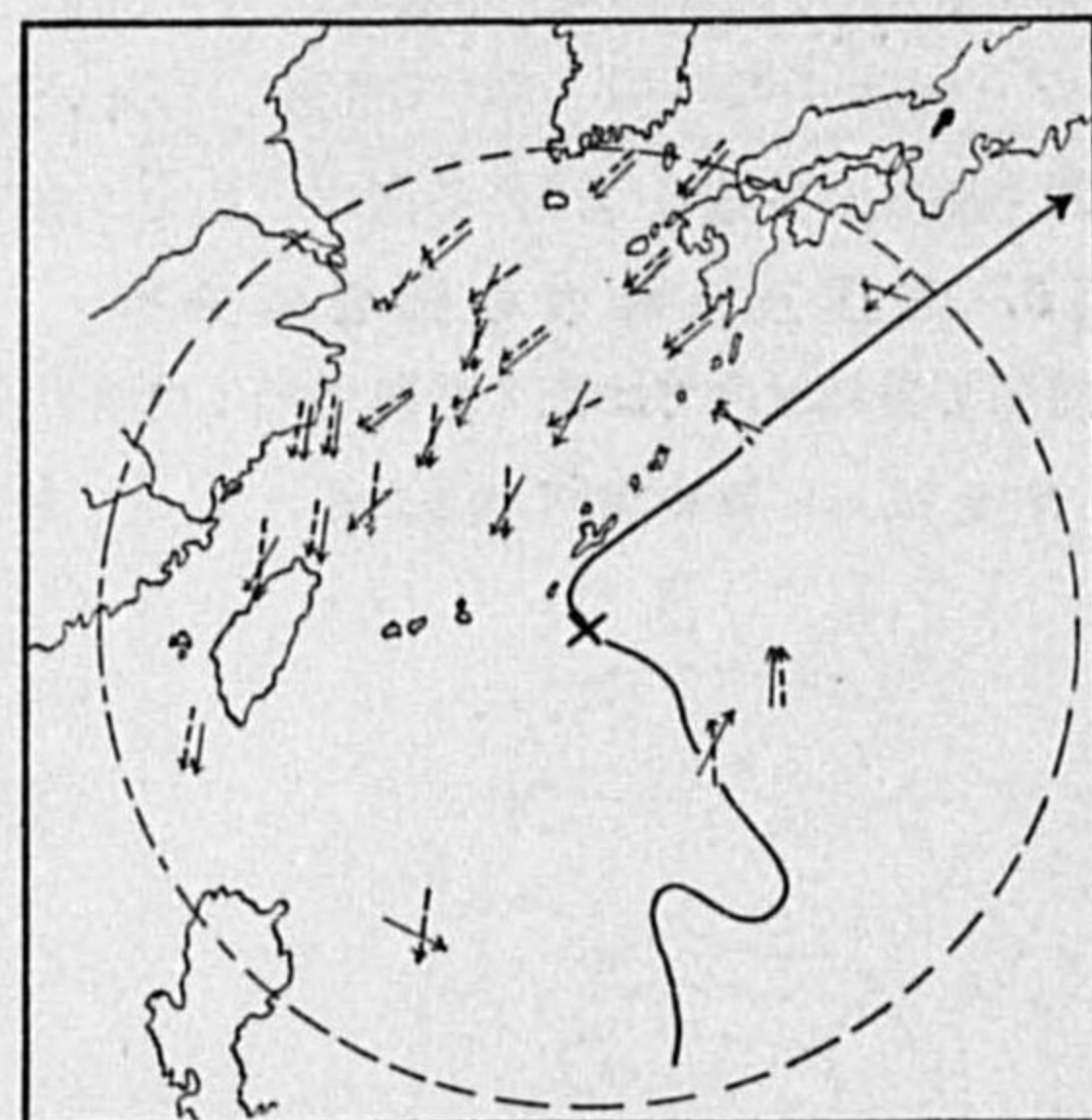
(1) Month. Weath. Rev. 48: 127-140, 1920.

第3圖には颱風I及IIIの波浪, 同VIIのうねりの強さと中心距離の關係を示す. 之によると1000 軒以内では波浪もうねりも殆ど同様に減少して居ることが判る.

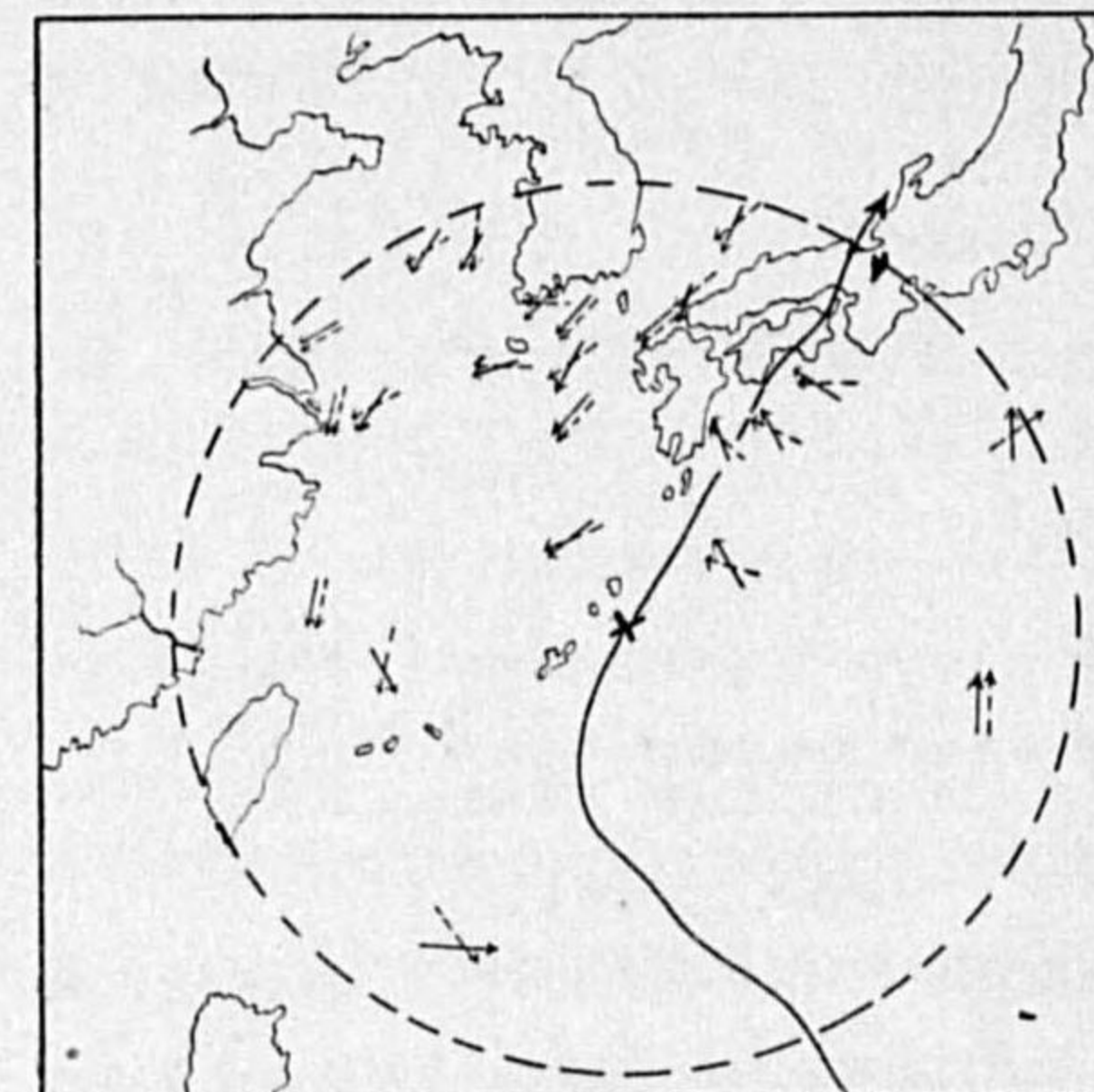
第4圖(a) 颱風I ×印は昭和12年8月26日
18時 (實線は風, 破線はうねり)



第4圖(b) 颱風III ×印は昭和10年9月30日
12時



第4圖(c) 颱風VII ×印は昭和9年9月20日12時



§5. うねりの方向

うねりの傳播方向に關する, I. M. Cline 氏⁽¹⁾の所説に依れば, 颱風の中心附近では風向に従つて進み, 其のまま直線的に外方に傳播する爲遠隔地では, 中心より略放射狀に進行し來つた如くに見える. 併し之等は理論的に推定された事で實證は殆どして居ない. I. R. Tannehill 氏⁽²⁾が Caribbean Sea の Hurricane に就て調べた結果は (1) 北半球では風はうねりより左方に向く. (2) 颶心が進行する爲に, 風とうねりのなす角度は進路の左右前後で異なる. その角度の平均は第1及第4象限が 61°, 第2象限 20°, 第3象限 104°. (3) 従つて颶風の後方にうねりの不連続線が出来る. と云ふのである.

我々が調査した結果は之と大分異なる. 材料は風向が16方位, うねりの來る方向が8方位(颱風VIIのみ16方位)であるため, 兩者の差は±34°の誤差を含み得るものである. 従つて出来るだけ多数の材料を撰ぶ必要があつた. 風向より左へ測つたうねりの方向までの角度を, 颱風の中心より 1000

(1) 前出. (2) Month. Weath. Rev. 64: 231-238, 1936.

軒以内の各象限に就て平均したものを第4表に示す. 但し颱風IIは材料が少い爲全域のみの平均を示してある. 同じく第5表には中心より300軒以内の大體に於て暴風圈内に屬する部分の値を示してある. 之等より次の如き事が判る.

- (1) 颱風Iでは, 第1象限で約20°, 他は約60°である. 但し中心附近では何れも多少増加する.
- (2) 颱風III~VIIでは, 何れも角度は小さく只右半圓より左半圓の方が稍大きいようである.

第4表 風向とうねりの方向のなす角度 (颱風の中心より1000軒以内)

象限 颱風番號	I	II	III	IV	全 域
I	20°(47)	64°(56)	59°(23)	57°(37)	50°(163)
II	—	—	—	—	5°(44)
III	13°(79)	21°(23)	18°(81)	15°(105)	16°(288)
IV	14°(25)	0°(7)	25°(33)	31°(89)	24°(154)
V	14°(97)	5°(37)	27°(14)	32°(26)	15°(174)
VI	6°(43)	4°(6)	10°(82)	2°(75)	8°(206)
VII	7°(48)	-23°(7)	23°(34)	14°(75)	12°(164)
III~VII	11°	6°	18°	17°	14°

第5表 風向とうねりの方向のなす角度 (颱風の中心より300軒以内)

象限 颱風番號	I	II	III	IV	全 域
I	34°(4)	59°(5)	100°(9)	74°(11)	75°(29)
III~VII	18°(16)	33°(19)	58°(34)	63°(26)	48°(202)

中心附近では此の傾向は特に著しく前面は20°~30°, 後面は約60°となる.

- (3) 以上より颱風Iは他の颱風に比し, 遙かに角度が大であつて, 之は別に考へねばならぬ.
- (4) 颱風III~VIIの外側では, うねりの方向は風向と殆ど同じであるが, 風向よりは稍外側に向つて進む. 併しうねりは附近の風により起されたものと見ねばなるまい.
- (5) 颱風III~VIIの中心附近では, うねりは大分放射狀に進むが, それでも左巻の渦形をなし, 中心よりは左方より發したる如く見える. これは颱風中心四周の暴風雨の最も激しい區域より渦巻狀に傳播したものと見るべきである. 併し第1象限では殆ど其の場の風でうねりが出來たと考へるべきである.

§7. うねりの二種類

以上の如く平均値に依つて見ても, 颱風Iのうねりと, 他の颱風のうねりとは別の原因を持つて居さうである. 併し色々な材料を見ても外見的には, 中心の暴風の強さ, 進路, 速度等の點で, 颱風Iだけが飛び離れた性質を持つて居るとは思はれないのである.

今試みに颱風I~IVの風向とうねりの方向の差の頻度を調べる爲に第5圖を作つて見た. 之によると, 極大は風向とうねりの方向が一致する點に表れることは, 皆同様である. 即ち颱風域内では

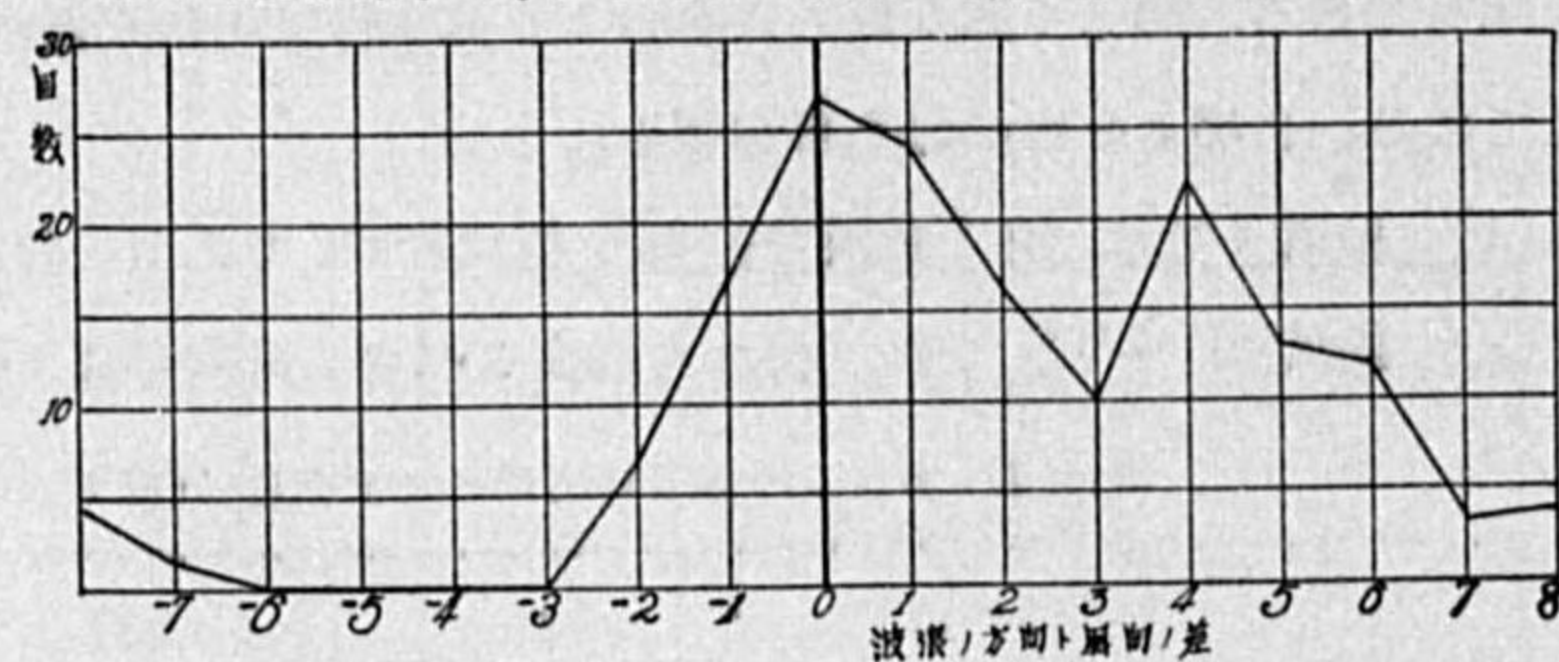
大部分のうねりはその場の風で作られて居ることである。

然るに颱風Iのみは、風向より90°の差の處に別の極大を有する。而も之は前記の極大と殆ど同位の値を示して居る。そして此の第2の極大は他の颱風には全然見えて居らぬのである。

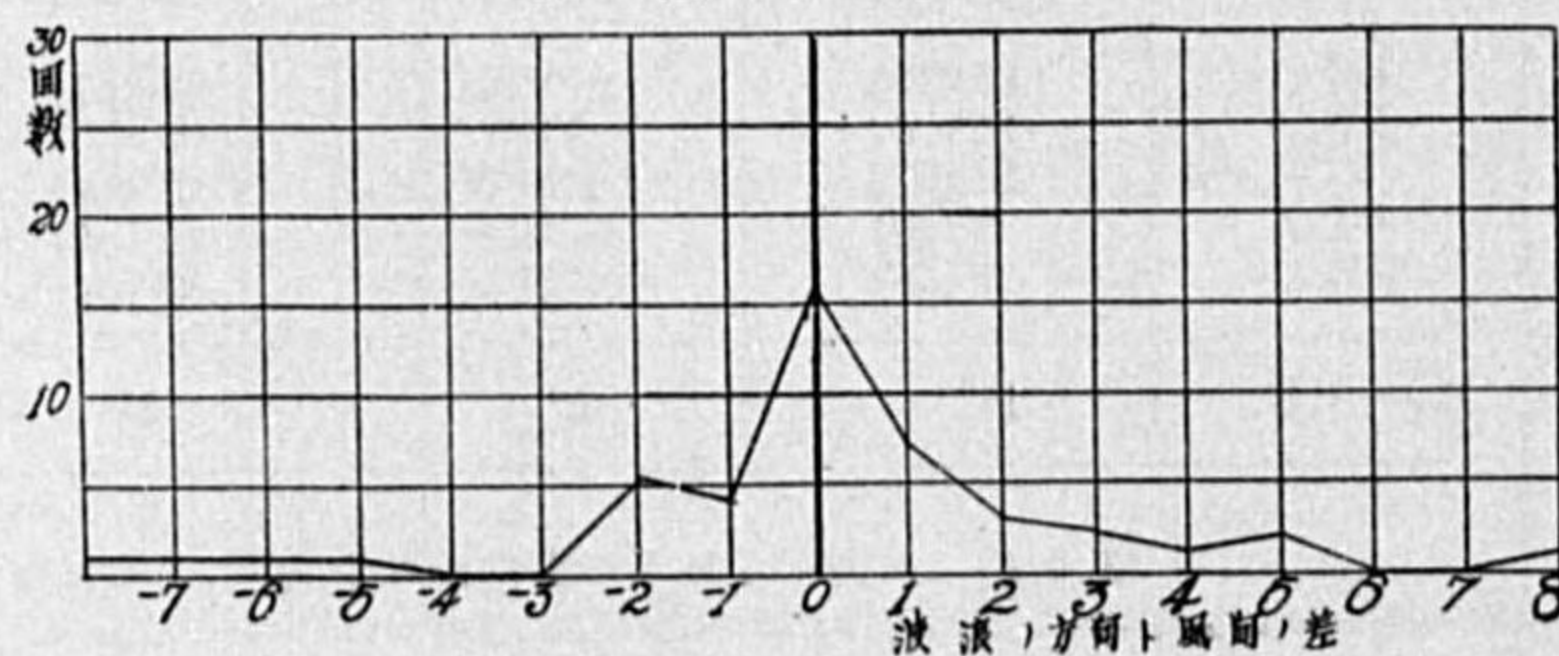
故に颱風Iでは、その場の風で作られるうねりの外に、中心から殆ど完全に放射状に傳播する他のうねりがあることになる。之が他の颱風に現はれぬところを見ると、單に中心の暴風雨が烈しかった爲ではない事が明かである。そして考へ得る原因としては颯心に於ける氣壓の振動のみである。颱風の如く鋭い中心を有するものは中心に於ける氣壓の振動が相當激しく且つ比較的大きな振幅を以て起り得ると考へられる。此の爲に海面が強制昇降をなせば、相當強いうねりが發生して四方に播傳する可能性がある。而も之は風によつて發生したうねりとは獨立に放射状傳播をなすに違ひない。併し總べて颱風が此の種のうねりを起すものではなく、普通は風に依つて發生したうねりのみが卓越するのである。Cline氏の云ふが如くであれば第5表の値は第4表の値より小さくならねばならぬのに事實は之に反する。要するに斯の如き空想的傳播は殆ど認められぬと云つてよからう。

(1938年10月13日於中央氣象臺)

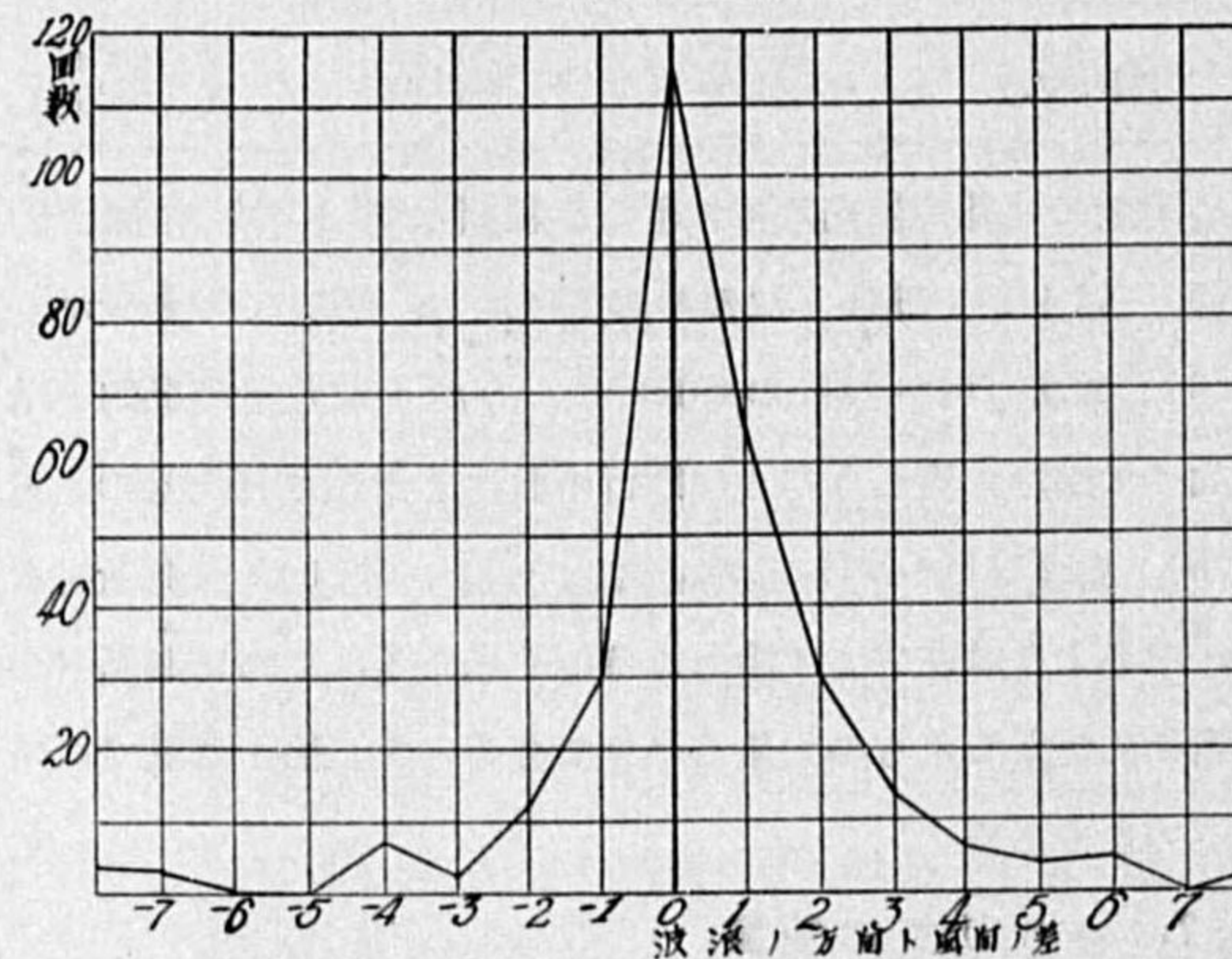
第5圖 (a) 風向とうねりの方向のなす角(颱風I) 單位は角度 22.5° 正は風向に對しうねりの方向が右方へ負は左方へ傾く場合



第5圖 (b) (颱風II)



第5圖 (c) (颱風III)



昭和13年6月28日より7月5日に至る豪雨に就いて*

荒川秀俊

6月21日頃南洋サイパン島附近に小颱風が發生した。この颱風は25日には小笠原島の西方海上に至り、其後徐々に西方に移動し、28日夕刻には南大東島の東方約300軒の海上に達した。然るに梅雨期にあたるを以て、オホーツク海方面には弱き高氣壓滯留して動かず、又小笠原島の東方海上には中緯度の高氣壓が頑張り續けて居た。オホーツク海方面の高氣壓域内には亞寒帶海洋性の氣塊があり、小笠原東方海上の高氣壓域内には亞熱帶海洋性の氣塊があつた。兩氣塊の縁邊にあたる不連続線は北東より南西に連亘して居た。颱風が内地に接近するにつれ、前述の不連続線も徐々に北上し始め、27日午後には八丈島の北方房總の南方に達したのである。

28日に入ると不連続線は更に内地に接近したので、關東、東海道に大雨が降り始めた。不連続線の南東側では南風がかなり強くて蒸暑い。不連続線の北側では大體北寄の風で雨が盛に降つて居る。不連続線は段々に北上し、温暖前線であることが明かになつた。

29日拂曉颱風は進路を一轉して北々東に向ひ、漸次八丈島、房總方面に接近して來た。不連続線も北上して正午頃には關東南部を横切つて連亘するに至つた。29日雨は益々強烈に降り續いて居る。温暖前線は關東地方の地形の影響を受けて變形し山嶽の風上に面した地方では傾斜が増大して強雨が降つてゐる。説明の爲にこの場合によくあてはまると思はれるBjerknes-Solberg⁽¹⁾の作つた温暖前線に對する地形の影響を畫いた模圖を第1圖に示す。温暖前線による雨は休みなく降り續くのが特徴だ。しかもこの南風の強い、アクチブな温暖前線に依る雨は強い。強い雨が休むことなく降り續いて關東南部、東部には測候事業開始以來の新記録を作るやうな大雨が降つた。將に世紀の雨である。

颱風の進路は確定した。大體に於てこの温暖前線に沿ふて颱風は進む。八丈島、伊豆七島附近、房總半島附近を通過するであらう。颱風の中心示度は大凡そ730軒内外である。颱風は弱りかゝつてゐる。

明くれば30日である。昨夜來關東各地には豪雨による水災が起り、被害は激甚である。愈々颱風の襲來である。颱風が近づいて來たので段々風速は増して來たが、雨は小降りになり出した。萬一を氣遣はれた颱風の上陸はなかつた。颱風は八丈島の僅か北方海上を通り、房總にすれすれとい

* 之は中央氣象臺彙報、第14冊「昭和13年6月28日乃至7月5日の豪雨報告」の概要である。

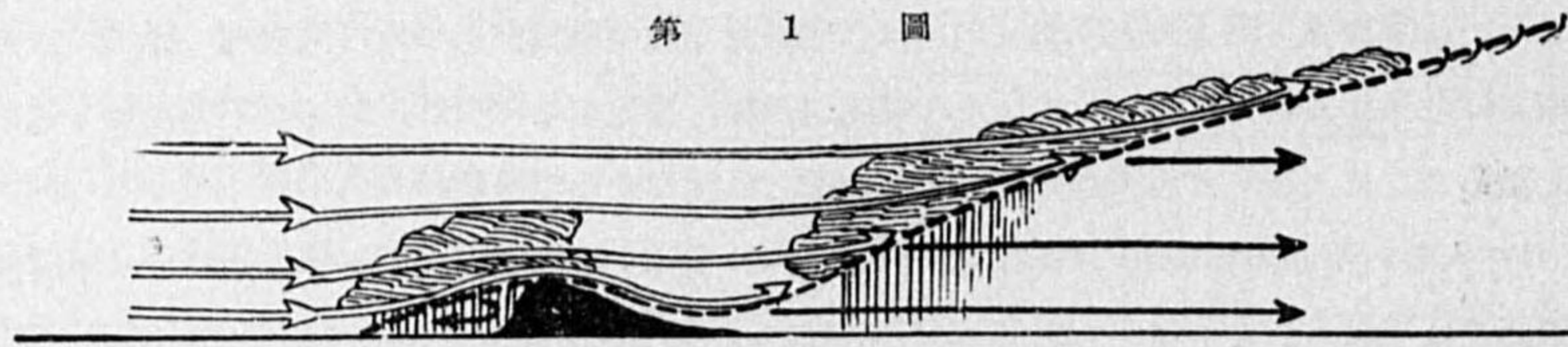
(1) J. Bjerknes and H. Solberg: Meteorological Conditions for the Formation of Rain, Geof. Publ., Vol. II, No. 3, 1921.

ふやうな状態で通過した。將に颱風一過である。颱風は北東に北東にと進んで居る。正午過ぎる頃には、關東地方や東海道でも雨は止んで、陽のさし込んで来た處が多い。人々は安堵した。長雨が止んだのだ。しかも豪雨が止んだのだ、豪雨をもたらした不連続線はなくなつた。

然し亞寒帯氣塊と亞熱帯氣塊との間は氣壓の谷になつて居た。氣壓の谷は相變らず三陸沖から關東南部を経て南海道沖、沖繩附近迄及んで居る。この氣壓の谷の上には數個の小低氣壓が點在して居て氣流の收斂が著しい。新しい不連続線が出来る前兆である。

7月1日はやゝ小康を得て居たが、夕刻から氣壓の谷に沿ふて雨が降り出した。夜半から雨勢が強くなつて来た。2日になると、不連続線は益々顯著になつた。中部日本に強雨が降つて来た。雨は

第 1 圖



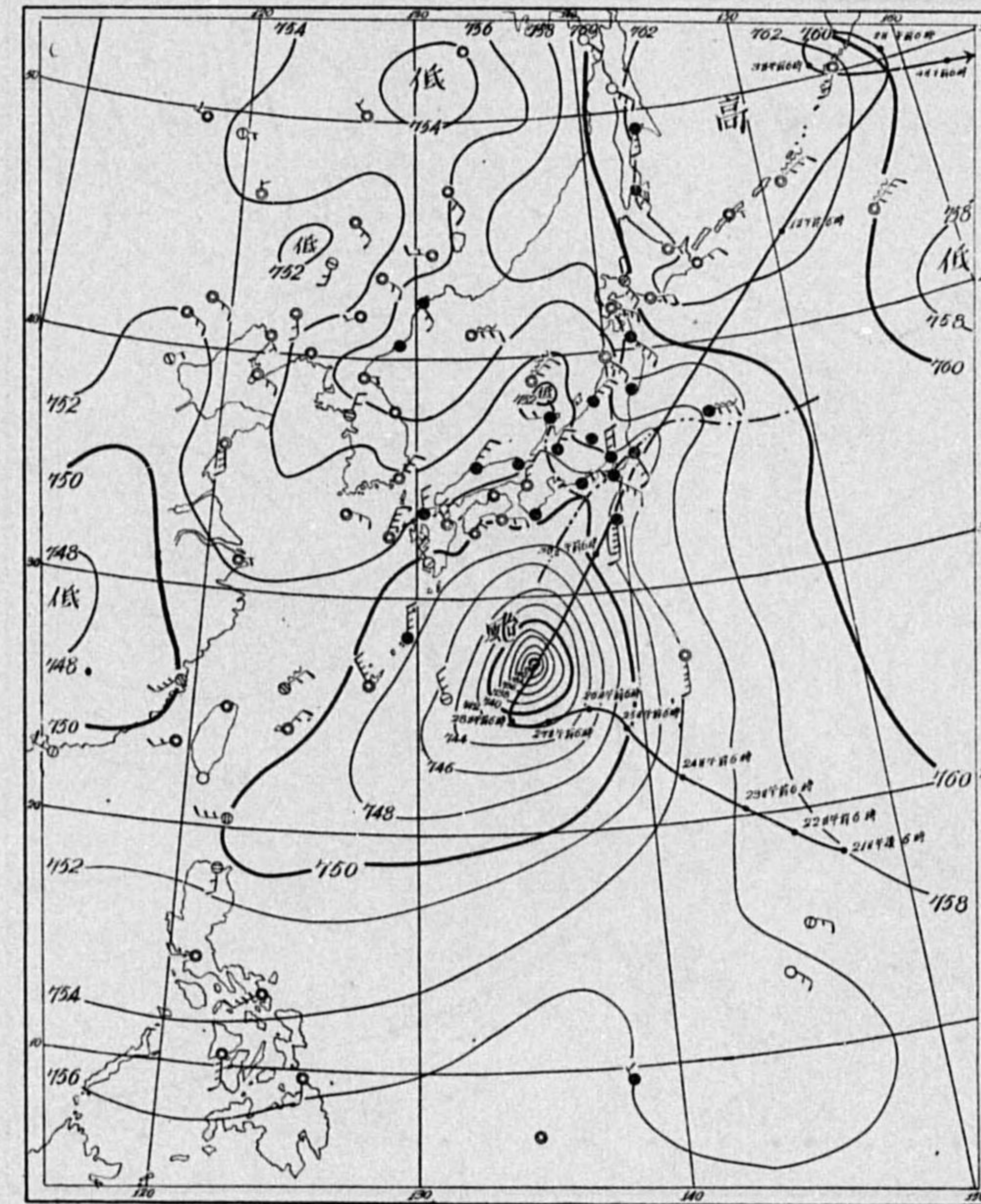
止まない。3日も相變らず雨が降りつゞいて居る。不連続線は徐々に北上し始めた。3日には不連続線は關東地方から中部、近畿、四國に連互して居る。不連続線に沿うて雨はやはり強い。強雨は關東南部、東海道東部だけでなく、更に近畿地方、四國方面迄飛火した。將に重大事である。

4日不連続線は更に北上し、千葉、神奈川、静岡の各縣はその南側に出て雨も止んだ。東京も續いて不連続線の南側に出で天氣はやゝ恢復した。然るに瀬戸内海の東部に新しい低氣壓が発生し、不連続線が北陸道からこの低氣壓の中心を貫いて九州に達して居る。大雨の地域は西及び北に移動し、岐阜縣下から近畿四國方面の雨がかなり強くなつた。

5日迄には不連続線は更に北上した。朝6時には低氣壓は三陸沖、秋田沖と九州とにあり、三者を連ねる不連続線は能登半島、福井、京都、大阪を経て、瀬戸内海より九州中部を貫いて臺灣の北方に達して居る。豪雨の地域は西に移り、近畿四國等では強雨が降つて居る。不連続線は北上し盡して了つたのであらうか、其の後は漸次後退し始め不連続線は次第に南下し始めたやうである。即ち温暖前線であつた不連続線は、進路を一轉して南下するやうになり、不連続線は寒冷前線になつた。さうして神戸地方では、平均每時41耗5(5日9時36分から1時間内に實に60耗8の降雨があつた)の割合で降り続き、各所の急斜面が頻りに崩壊すると共に、大小凡ての溪流は増水氾濫し神戸市内外に互つて未曾有の大慘害を與へるに至つた。

由來暖候季に北上する温暖前線には豪雨がつきものである。雨は強く降るのであるが、しかも止むことなしに降り続く。温暖前線は颱風の襲來に伴つて派生することが多い。例へば昭和10年9月所謂迷走颱風に伴生した温暖前線による關東附近の豪雨の如きはその好例である。

第 2 圖

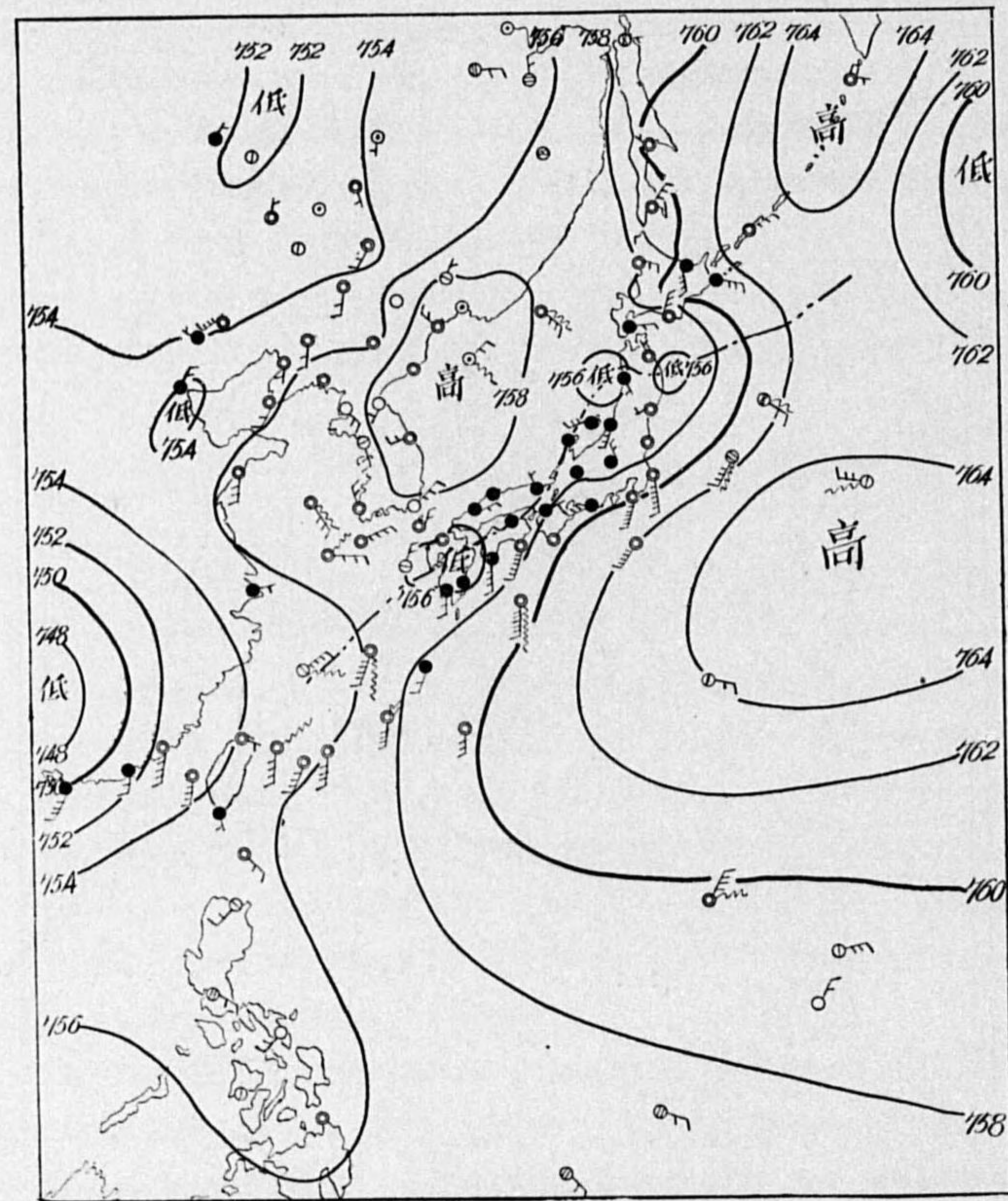


説明を便にするために第2圖には昭和13年6月29日午前6時の天氣圖と颱風の進路とを示す。同日は關東南部に豪雨が降り、東京に於ては測候事業開始以來の1日間に於ける最大降水量の記録193耗7(大正9年9月30日)を突破し、278耗3の降雨があつた。進路圖中に書き込んである日附に近い圈點は當日午前6時に於ける颱風の中心の位置を示す。

第3圖には、昭和13年7月5日午前6時の天氣圖を示す。當時福井、滋賀、京都、大阪、兵庫、徳島、高知の各府縣下では強雨が降つて居た。第4圖には東京土木出張所調査になる關東地方一帯の浸水地域圖を示す。

如何に廣大なる地域が浸水したかゞ分るであらう。又第5圖には神戸市土木部調査の神戸市内に

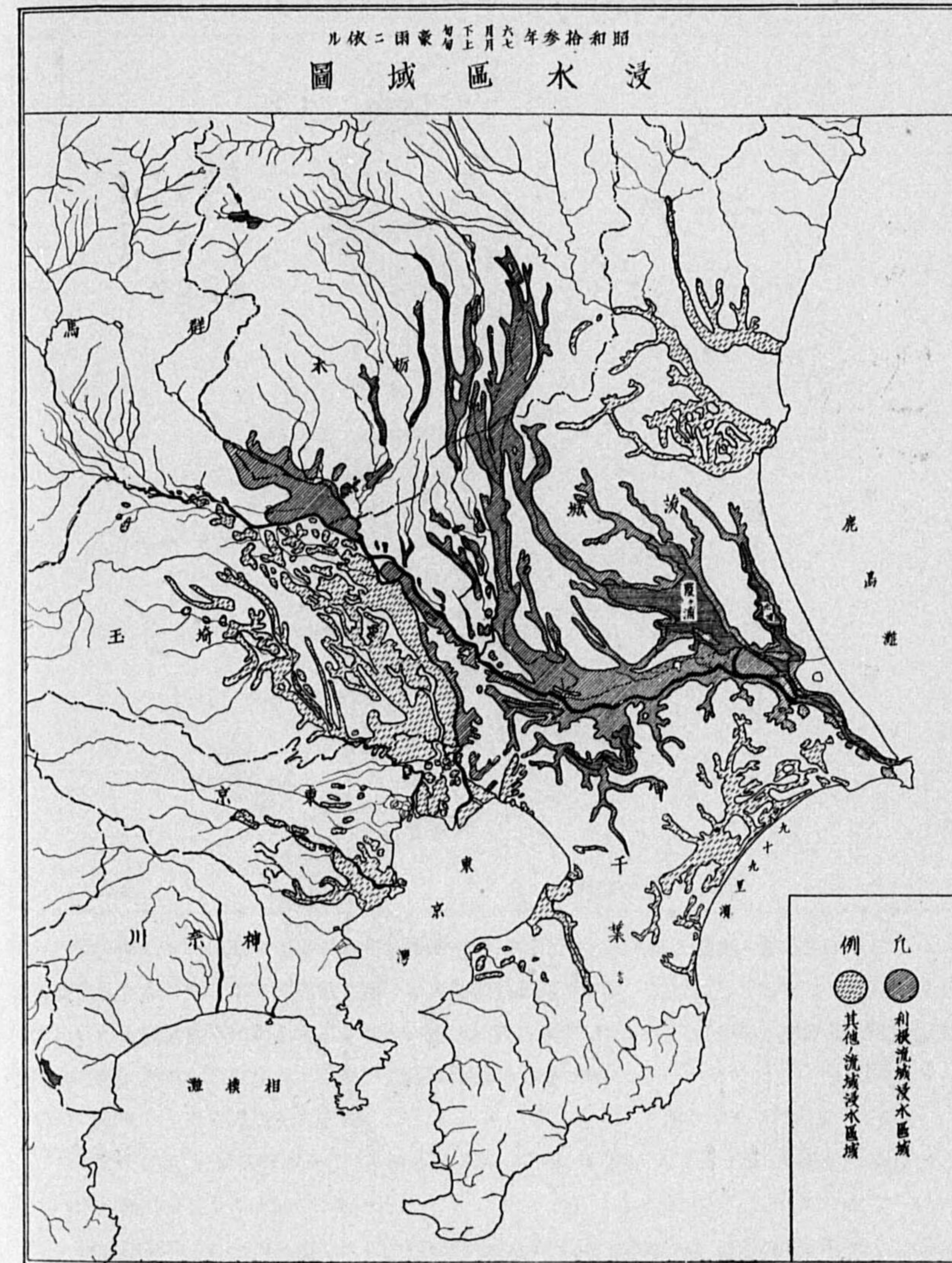
第 3 圖



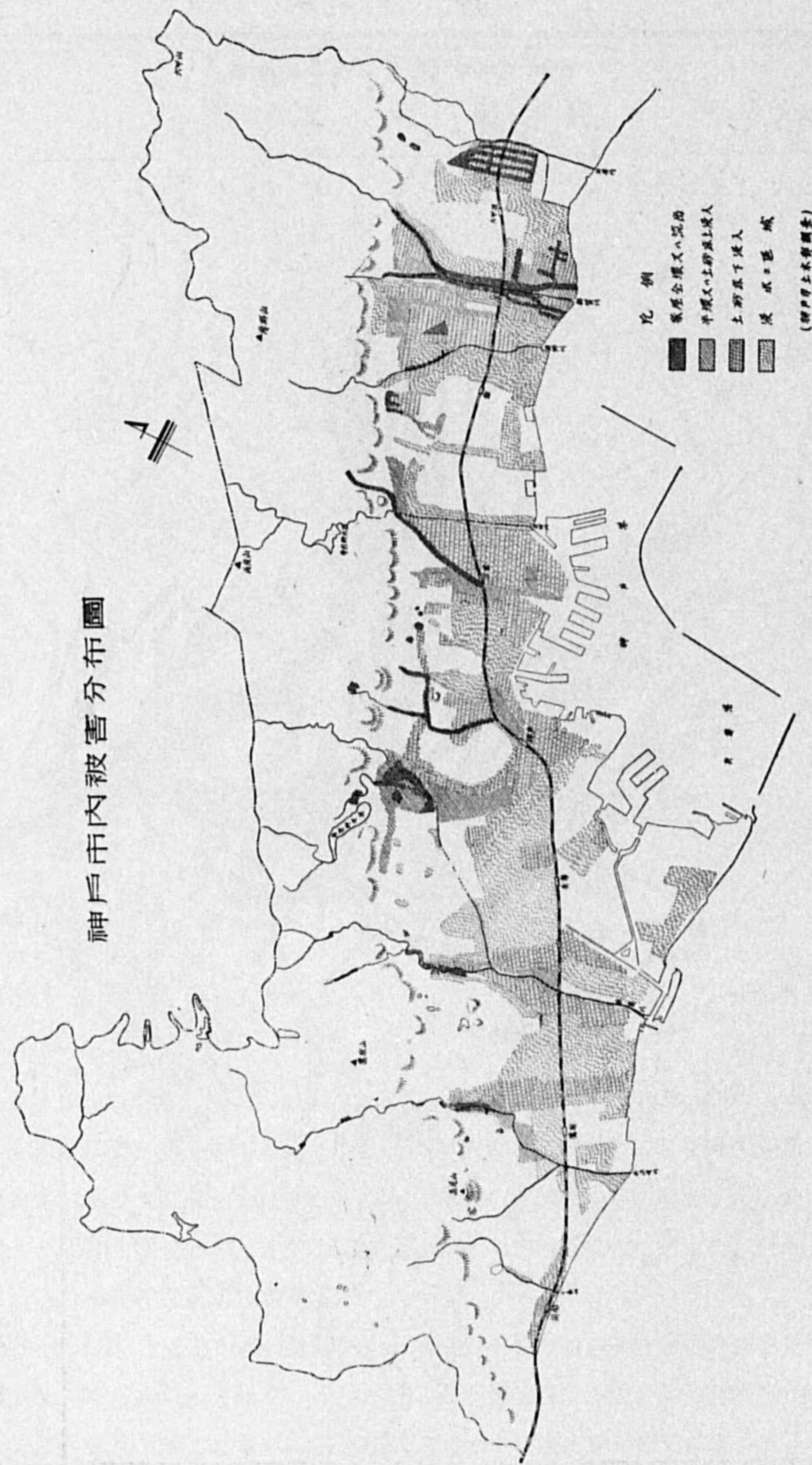
おける被害分布圖を示す。第1表には主な測候所に於ける1日間の降雨量の最大を示してある。参考の爲に従來に於ける最大記録と比較對照したが、今回の降雨が如何に激甚であつたかは、各地に降雨量の新記録が多數出現したことに依つても分るであらう。茨城縣、東京府、神奈川県、静岡県及兵庫縣等では従來の記録を更新して了つた。

要するに今回の豪雨は北上する溫暖前線に依つて起つたものである。降雨の強さを大觀すると不連続線に沿ふた地方では降雨最も強く、その北側では不連続線から遠ざかるに従ひ雨の強さは減じ不連続線の南側では降雨は殆んどない。不連続線は北上する速度が一樣ではなくて、相當長時に互つて停滯した地域がある。例へば茨城縣、東京府、神奈川県、静岡県を結ぶ狭い地域に不連続線

第 4 圖

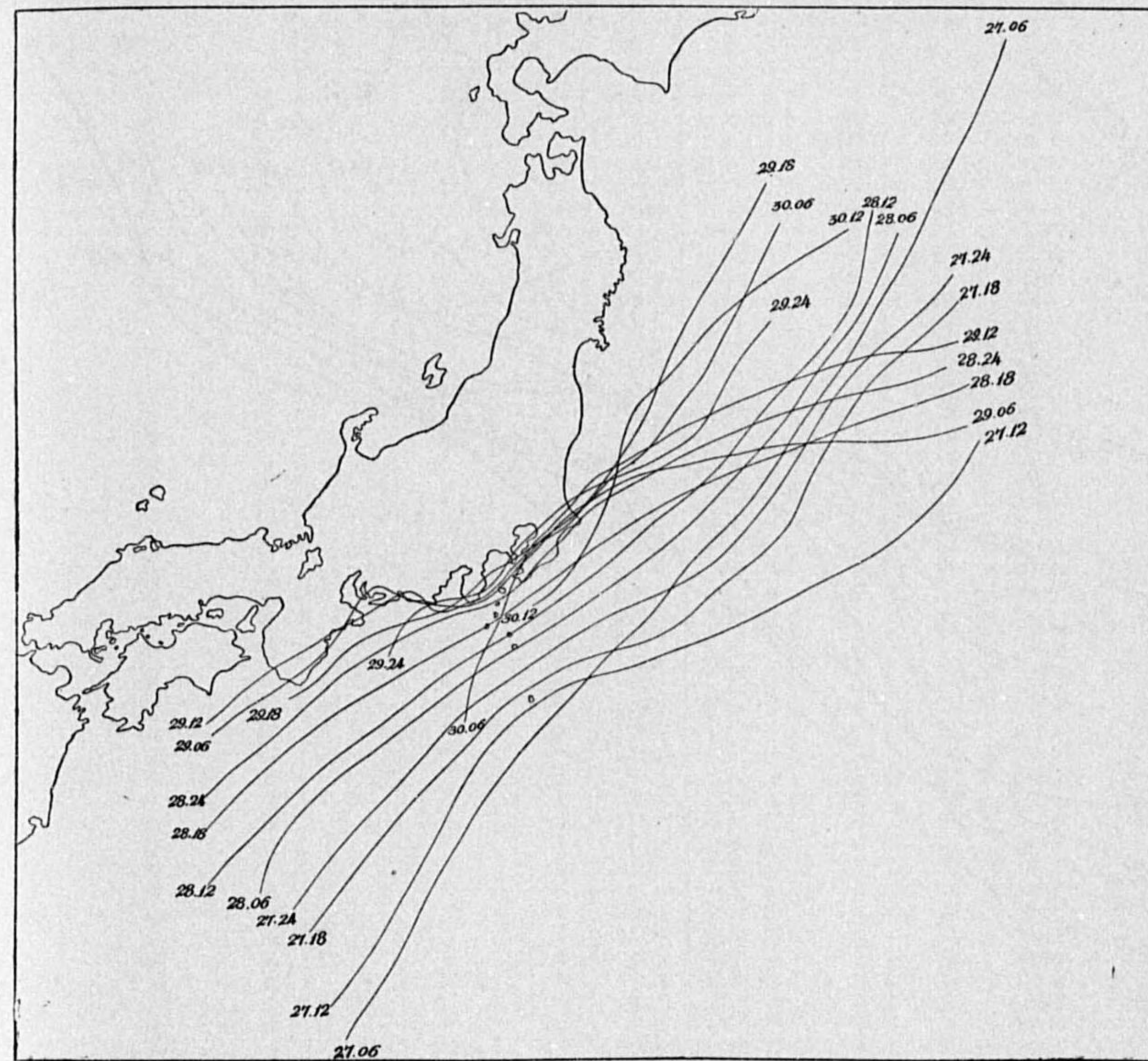


第 5 圖



神戸市内被害分布圖

第 6 圖 6 月 27 日—30 日關東不連続線経路圖

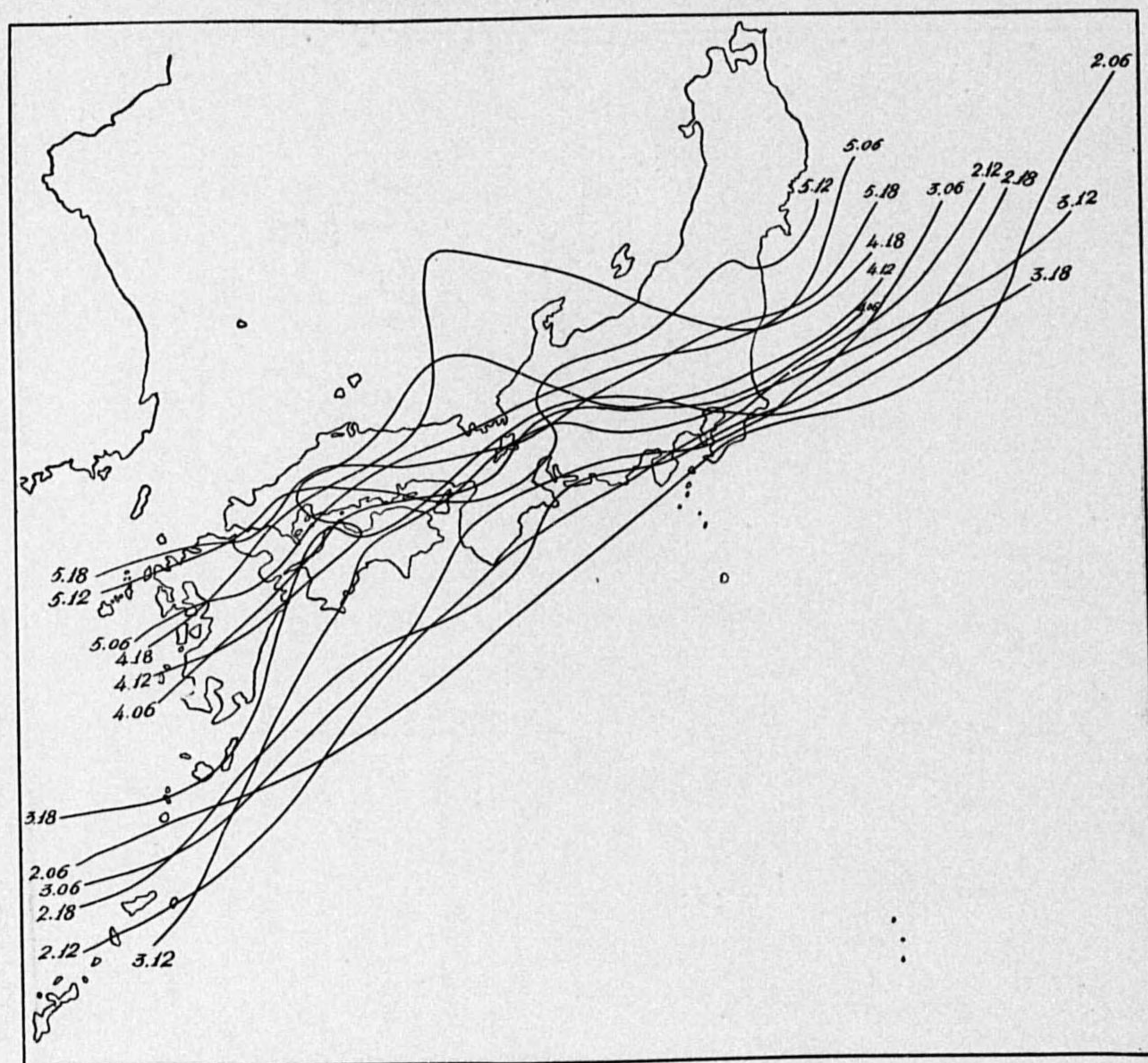


は数日間停滞した。停滞する時日が長かつた所程、強い雨が永く降り続き、降雨量が多かつた。従つて被害も多かつた。第 6 圖及第 7 圖は不連続線の経過を示す。線に附した数字は日付と時刻とを示す。しかも雨域は不連続線に沿ふた狭い帯域に限られて居たから、利根川のやうな大川は大して増水を見なかつたのに反し、小河川は急に増水し氾濫した。

今回の豪雨の主なる特徴をあげると

- 1) 世紀に稀な豪雨が降つたこと、例へば 6 月 27 日 10 時から 7 月 1 日 10 時迄に關東地方に降つた雨の總量は $8.5 \times 10^9 \text{m}^3$ であつた。
- 2) 特に關東地方の豪雨に際しては不連続線の現象が顯著に現はれ、然も数日間停滞して居たこと。

第7圖 7月2日-5日不連続線経路圖



- 3) 特に神戸地方では局部的な豪雨が起つたこと。
- 4) 暖気塊は著しく高温、多湿であつたこと、又暖気塊内の気温遞減率は非常に小さくて一見甚だしく安定であつたこと。
- 5) 出水や山津波等により凄じい災害が起つたこと。

豪雨の眞因をつきとめようとして、我々は各方面から考察した。さうして關東の豪雨に就いては不連続線は事實上、定常前線と云つてもよい程、數日間同一地域に滞留した。滞留した不連続線は平均の位置の前後に小さい往復運動をして、あるときは温暖前線になり、或る時は寒冷前線になつた。兎角梅雨期中には不連続線が襲來して豪雨を降らすことが多く、又不連続線が引き返し又は往復運動をすることが多い。(例、氣象要覽昭和7年6月號及昭和12年7月號暴風雨の項参照) 不連

第1表 従来の24時間雨量の最大記録と今回の豪雨による24時間雨量の最大との比較

測候所名	今回の豪雨				従来の記録				
	年	月	日	(耗)	年	月	日	(耗)	
高聖徳和湖松多岡神洲大八	昭和13	7	4	141.8	大正9	8	15	364.3	
	"	"	3	112.7	昭和6	10	13	254.0	
	"	"	5	113.1	大正1	10	2	463.4	
	"	"	3	54.9	明治36	7	8	189.1	
	"	"	3	52.0	昭和4	10	26	290.3	
	"	"	5	68.5	明治26	10	14	156.9	
	"	"	4	79.2	大正8	9	14	186.6	
	"	"	4	54.5	明治25	7	23	177.4	
	"	"	5	270.4	明治43	9	7	199.4	
	"	"	5	174.9	大正9	8	9	171.5	
津古前	"	"	4	79.5	昭和10	6	29	183.2	
	"	"	3	56.3	大正6	9	30	239.6	
	"	"	3	79.6	昭和6	10	13	236.7	
	"	"	4	85.1	昭和10	10	27	163.6	
	"	"	3	89.6	明治29	9	9	240.1	
	"	6	29	175.8	明治43	8	9	344.1	
	"	"	29	293.2	昭和10	6	4	163.0	
	"	"	29	363.5	明治43	8	10	261.3	
	"	"	29	316.0	昭和9	8	30	178.5	
	"	"	7	262.3	昭和12	7	16	252.9	
波中名丈	"	6	29	315.8	昭和10	10	27	240.9	
	"	"	29	211.6	昭和12	9	11	110.5	
	"	"	29	268.3	大正9	9	30	262.5	
	"	"	29	227.5	昭和8	10	20	105.8	
	"	"	29	278.3	大正9	9	30	193.7	
	"	"	29	151.3	昭和7	11	14	186.8	
	"	"	29	211.4	大正11	8	3	240.0	
	"	"	29	224.2	昭和4	"	5	23	144.4
	"	"	29	255.8	"	"	11	161.5	
	"	"	29	276.6	大正9	9	30	178.5	
吹都	"	"	29	185.6	昭和4	5	23	257.2	
	"	"	7	67.7	昭和7	10	4	317.1	
	"	"	5	119.2	昭和10	6	29	281.6	
	"	"	5	74.2	明治29	9	7	596.9	
	"	"	4	146.8	明治29	7	20	257.2	
	"	"	4	91.6	明治44	8	4	202.2	
	"	"	29	48.4	明治29	7	21	108.2	
	"	"	4	110.0	明治43	9	7	266.1	
	"	"	5	48.3	昭和8	7	26	201.4	
	"	"	5	59.2	昭和11	9	15	147.6	
伊春甲松前熊秩足宇福	"	"	5	74.5	昭和5	7	31	178.1	
	"	"	5	69.3	昭和9	6	20	141.4	
	"	6	29	130.0	明治43	8	10	222.5	
	"	"	29	45.5	明治44	8	4	155.9	
	"	"	29	69.3	明治44	8	9	164.3	
	"	"	29	120.4	明治40	9	18	174.2	
	"	"	29	107.2	昭和3	7	31	422.2	
	"	"	29	74.9	大正8	9	15	372.9	
	"	"	29	131.6	明治43	8	11	153.3	
	"	"	29	74.6	大正2	8	27	164.5	

續線が引き返すときは、移動速度が遅くなつて、同一地域に數日間も停滞することがある。今回のものはこの通則に従つたと見てもよい。

今回の豪雨は氣壓が著しく下降した時刻と豪雨のあつた時刻とが一致して居ない。例へば關東地方の強雨は颱風の最も近づいた頃には衰へて了つた。

今回關東地方にあつた前線面に於ける降雨は、暖氣流が前線面に沿ふて匍ひ上り、その際垂直氣

流を生じたものと考へられるならば、上昇流の速度の大體のオーダーがわかつて居るから、之と雨粒の大きさと比較對照して見るのも興味あることと思ふ。色々な考察から今回の前線面が溫暖前線型に近いものであり、前線面の傾斜は約 1/100 又は其以下であることが略確實である。6 月 29 日には小颱風が接近して暖氣流が活潑に前線面を上昇したから、相當に激しい收斂氣流があつたに違ひない。然し乍ら暖氣流の前線面に垂直な成分はいくら多く見積つても 50 m/sec 以上はなかつたと思はれる。さうすると前線面を匍ひ上る垂直氣流は 0.5 m/sec 以下である事になる。

雨は雲を形成する水粒が大きくなりすぎて、雲の中にある垂直氣流によつて支へ切れなくなつたときに降るものと考へられる。種々な形の雨粒を支へるに必要な上昇氣流の速度は空氣抵抗の理論から計算できる。雨粒の落下速度に関する吾々の知識は不完全極まるものではあるが、これから述べる計算値のオーダーは大體確かであると思はれる。例へば Humphreys⁽¹⁾ が計算したものを述べる

扱前に得た 0.5 m/sec と云ふ値は霧雨が微雨に外ならない。所が豪雨の雨滴觀測の報告によれば今回の豪雨による雨粒の大きさは重量にして 1~15 mg であつたと言ふ。之を半徑にして見ると 0.62~

雨粒の種類	直径	落下速度
霧	0.01	0.033
霧	0.1	0.25
微雨	0.2	0.75
微雨	0.45	2.00
小雨	1.0	4.00
小雨	1.5	5.00
強豪	2.1	6.00
強豪	3.0	7.00

1.53 耗になる。依て垂直氣流は 7 米/秒にも達しなければならぬことになる。勿論雨粒は落下中にクツキ合つて、大きさを増大することもあるだらう。然し楔状をした寒氣の上に暖氣が徐々に匍ひ上るよりは遙かに大きい垂直氣流が雲の中にあつたとしなければ、今回の前線面と關聯しておこつた降雨を説明し得ないことは明らかである。即ち暖氣が前線面に沿ふて持ちあがると共に、暖氣内で不安定になつて對流がおこつたと見なければならぬ。一般に前線面に沿ふて暖氣が持ちあがる際には、Margules⁽²⁾ の理論によれば、初め暖氣塊が安定であれば、上昇するにつれ暖氣の氣温遞減率は乾燥斷熱減率に近づくと云ふ。即ち安定度は減ずると云ふ。假令ば暖氣が底面積を變へずに上昇する場合には

$$\gamma - \alpha' = \frac{p'}{p}(\gamma - \alpha).$$

こゝに γ は乾燥斷熱減率 α 及 p は暖氣が上昇する前の氣温遞減率及氣壓で、 α' 及 p' は上昇した後の氣温遞減率及氣壓である。 γ は大體 100 米に付 1°C である。又前線面等で擾亂をうけぬ暖氣塊内の氣温の成層は略々濕潤斷熱減率に近いから、 α を 100 米に付 0.5°C とし、 $p=760$ mm Hg とすると、假令ば α' が 100 米に付 0.6°C になる氣壓は

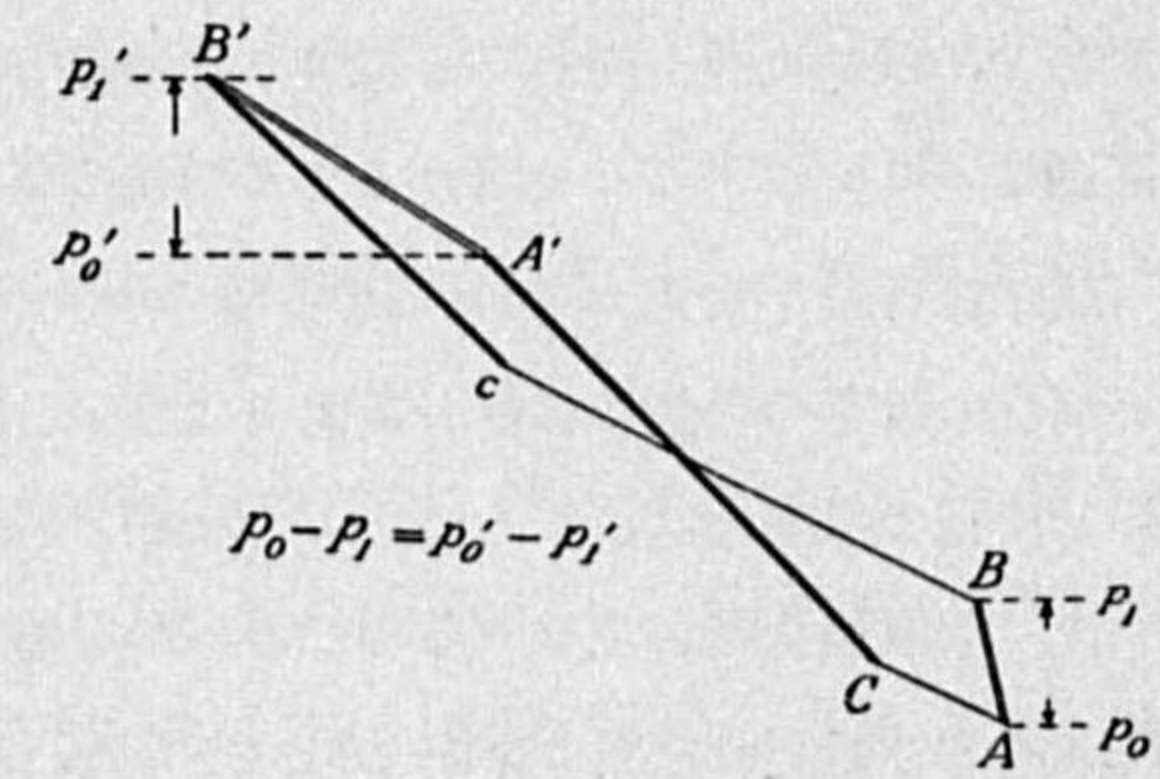
(1) W. J. Humphreys: Physics of the Air, 1929.
 (2) Meteorol. Zeitschr. 1906, S. 241.

$$p' = 760 \times \frac{0.4}{0.5} = 608 \text{ (mm Hg)}$$

となる。氣温遞減率 0.5°/100 m の暖氣塊が、地上から氣壓約 610 耗の層まで前線面に沿ふて上昇すると、暖氣塊の氣温遞減率は増大して 0.6°/100 m になり、安定度を減ずる。前線面に沿ふて數杆位上昇することは考へられることであるから、斯様な機巧が、氣塊の安定度を減ずる一つの要因となつて居たと思はれる。

更に重大な要因がある。C. G. Rossby⁽¹⁾ に従へば、下層の相當温位が上層の相當温位よりも高いならば、氣塊全體が充分高くまで上昇するときは不安定になると言ふ。一般に暖氣内では氣温遞減率は 0.5°/100 m 位であるから、温位は高度と共に遞増し、一見すると氣塊は非常に安定な様に見えるものである。處が地面附近の湿度高く、下層の比濕が上層の比濕よりも遙かに大きいことが多い。地面附近の比濕が上層の比濕よりも遙かに大きい爲め、温位が高度と共に遞増するにも拘らず相當温位の方は高度と共に減少することが多い。暖氣塊内での上層觀測を分析して見ると、一般に相當温位は徐々に減少することは稀らしくはない。相當温位が高度と共に減少するときは、假令ば前線面に沿ふて氣塊全體が上昇すると、見掛け上の安定度は打壞されて了ふ。このやうな不安定の現象を

第 8 圖



Convective Instability と云ふが、Convective Instability は主として大氣中の湿度の成層によるのであつて、假令もともと氣温の逆轉があつて、非常に安定なやうに見える氣塊でも、前線面等で押しあげられると不安定になることもある。説明のために第 8 圖を参照されたい。一片のエマグラムを採り、氣壓 p_0 と p_1 とで境された氣層を考へる。この氣層の状態曲線 AB は熱的に言へば安定で、乾燥斷熱曲線 (圖には細線で示す) よりも傾斜は急であつたとする。今下層は濕潤であつて、相對湿度は 100% に近いのに反し、上層では比較的乾燥して居るとする。今この氣層が前線面を匍ひ上る場合を考へると、下層大氣は濕潤であるから上昇すると間もなく凝結高度 C に達するに反し、上層では割合乾燥して居るから相當に高い凝結高度 c まで凝結を起すことがない。下層大氣は凝結高度に達した後は濕潤斷熱減率 (100 米に付約 0.5°C) で冷却するに反し、上層大氣は下層が凝結した後も相當期間だけ 100 米に付 1°C の乾燥斷熱減率で冷却する。かくて前線面に於て暖氣が強制上昇をうけるときは遂には状態曲線は $A'B'$ の如くになり、濕潤斷熱線に關係させて見ると、不安定になつて居る事を知る。即ち暖氣が上昇した後は不安定になり、氣層の顛倒が起り易くなる。即ち暖氣

(1) Thermodynamics Applied to Air Mass Analysis, Mass. Inst. Tech. Meteorol. Papers, Vol. 1, No. 3, 1932.

塊が熱的に見れば気温遞減率が小さくて非常に安定であるにも拘らず、Convective Instability の度が著しいと、前線面に沿ふて匍ひ上るにつれて不安定になる可能性がある。しかも暖気内の湿度高く、下層の比湿は 20 gr/kg を超える程であつた爲、暖気内で層序の顛倒が起る際豪雨が降つたのである。

因みに千葉縣布佐に於ける観測は前線面に沿ふて氣塊が匍ひ上つて、層序の顛倒をおこし始めて居る爲に、相當温位は上層程大きくなつて居ることを示す。氣塊分析の結果によると暖気塊内の相當温位は高度と共に變化する度合が少い事が多く、高さと共に遞減することが多いのに、今回布佐に於ける観測は相當温位が高度と共に可成り増加して居るのは、確かに層序の轉換が起つて居る證據である。大氣中で日射と混合の影響が無視できるやうな斷熱變化をして居ると見てよい時は相當温位は一定不變である。

豪雨報告第四章第一節に依れば降雨強度の最大なベルトは地上に於ける不連続線の北西側にあつて、不連続線より 60 km 距つて居る所にあると言ふ。前線面は關東地方の特異な地形(第 1 圖参照)により變形され、前線面の傾きは非常に大きくなつたに相違ない。假りに前線面の傾きを 1:100 とすると、暖気全體が約 600 m 上昇した地點で雨が一番強く降つたわけであるが、暖気の下層の凝結高度は 200 m 以内なのを考へるとこの邊で氣層の顛倒が著しかつたものと思はれる。

所謂條件付不安定(Conditional Instability)の議論は今回のやうに前線面に沿ふて暖気が上昇する場合の降雨の理論には餘り重要ではない。條件付不安定と言ふのは、氣塊内の一小部分のみが上昇して他の氣塊全體はもとのまゝの状態を居ることを假定して居る。所が前線面に沿ふ上昇に際しては、暖気塊全體が上昇するのであるから基本の假定に若干適用しかねる點があるからである。

關東地方の豪雨の原因は略明らかになつた。神戸地方に降つた豪雨は地形が複雑であつた爲、不連続線もハツキリとはしない上に、上層観測もないので結論は下し難い。しかし類推を以てすれば、熱的に言へば安定ではあるが Convective Instability をもつた濕潤溫暖な大氣が潮の如くに押し寄せて来て、偶々六甲山脈を背にした神戸地方の傾斜地を南から匍ひ上つたので、熱的に言へば安定な氣塊の成層が不安定になり氣塊内に貯へられた莫大な濕氣が雨となつて降り出したのであらう。しかも一ヶ所で大氣の成層に顛倒が起り、對流が起つたので、元來が不安定だつた大氣中に顛倒が誘發され、神戸地方に雷雨式な豪雨を降らせたのであらう。神戸で豪雨が降つた 7 月 5 日には神戸地方には弱い低氣壓が来て、一種の衝擊を與へ、やはり豪雨を誘發する一つの要因となつたと思はれる。

以上を要約すれば次の諸點である。關東地方の豪雨に就いては、

- 1) 雨粒の大きさが著しく大きかつた。
- 2) 雨粒の大きさが實測程になるには、單に暖気が楔状をした寒氣の上を徐々に匍ひ上る爲に出來

た雨粒とは思はれない。どうしても匍ひ上る暖気内に層序の顛倒が起つたに相違ない。

3) Margules の言ふやうに暖気が前線面を匍ひ上る際には暖氣の気温遞減率が次第に増大し、安定度を減じ、層序の顛倒を起しやすくなつた。

4) 暖気はもともと熱的に見れば安定ではあるが、濕氣の特異な成層により Convective Instability をもつて居たのではあるまいか。さうして前面を匍ひ上るにつれて安定度を減じ層序の顛倒が起り易くなつたのであらう。地上の不連続線より約 60 軒北西に偏した地方に降雨強度の最大なベルトのあるのは氣層の顛倒が起つた證據になる。

5) 暖氣の湿度は異常に高く、下層の比湿は 20 gr/kg に垂んとして居た。暖気が前線面を匍ひ上つて安定度を減じ、顛倒を起すとこの莫大な水蒸氣が凝結して雨となつて降りそゞぎ大雨を降らした。

6) 前線に近い千葉縣布佐の上層観測は普通の暖氣の性状と異り、相當温位が上層程大きいのは暖気が前線面を匍ひ上る際層序の顛倒を起した證據になる。

7) 6 月 29 日には小颶風が近接しつゝあつた爲に暖氣流が活潑に前線面を匍ひ上つた。前線面は關東地方の特異な地形により變形されて豪雨をもたらした。

8) 條件付不安定の理論は今回の様な前線面に沿ふて匍ひ上る暖氣から降る雨の場合とは根本的に違ふ假定に基いて居るから、敢へて本論には採用しなかつた。

猶神戸地方に起つた豪雨につき若干の考察をなした。神戸の豪雨は不連続面と地形と低氣壓と暖氣の特異な性状との四要因が重なり合つて起つたと考へられる。

豪雨報告は全篇 8 章より成る。第 1 章概説は本文の前半に相當する。第 2 章には昭和 13 年 6 月より 7 月に互る北半球の氣象を一括大觀してある。第 3 章には不連続線についての詳細な研究があり、気温及湿度分布、氣壓及風の分布、雲の分布、氣壓變化の分布、相當温位の分布等より不連続線の性質を調べ、又不連続線の移動を調査した。最後に前線面に於ける暖氣の上昇と安定度との關係を論じ、豪雨の眞因は本文後半の如き機巧なるべしとした。

第 4 章には降雨の大勢が論じてある。その中でも降雨分布や雨量諸表は今後大いに参考になるものと思はれる。又河川の出水、湖の水位の上昇について概括した表をのせ、雨水の分析や雨滴の大きさ等の観測結果が報告してある。第 5 章には水災の最も激しかつた茨城縣及兵庫縣の水災に付いての所管測候所の報告を轉載した。第 6 章には山津浪、雷雨、雨水温度、空氣中の夾雜物、水害直後の阪神沖合海況等の特殊事項につき報告がしてある。第 7 章には實地踏査報告が多數載つて居る。第 8 章には内務省、商工省、農林省、逓信省、鐵道省等における被害狀況に付一括表示してある。

雨水の化学

三宅 泰雄

雨水が眞の蒸溜水ではなく、種々雑多な夾雑物を有してゐることは以前よりよく判つてゐたのであるが、従来は主として應用科學方面よりの研究がなされてゐたに止まり、夾雑物混入の氣象學的意義、原因、メカニズム等に関しては今日迄比較的等閑にされてゐた傾がある。

現在、本邦では、東京、神戸、濱松、宇都宮、父島、宮古、八戸等で降水分析が施行されつゝあり、その結果は氣象要覽に掲載されてゐる。著者は氣象要覽によつて、東京、神戸、濱松の降水分析結果を借り、雨水の化学に關し少しく論じて見たいと思ふ。此の三都市の降水分析は、夫々下記の場所で行なされたものである。

東京. 丸ノ内, 中央氣象臺

神戸. 中山手通, 海洋氣象臺

濱松. 静岡県濱松測候所

特に濱松の降水分析は、故清水光夫技師の熱心な努力によつてなされた遺業であつて、著者は清水氏に對し深甚の感謝をさしげざるを得ない。この小論が氏の靈を慰めるよすがともなれば幸甚である。

第一章 雨中諸成分平均値の求め方

降水中の諸成分量を平均するのに、従来は單に1立中の値をそのまま算術平均で出す場合が多かつた。勿論算術平均はそれ自身として意味がない譯ではないが、降水中の成分の量を論ずる場合には、降水量を考慮に入れて平均を出す方がより合理的である。

今、降水量を p_1, p_2, p_3, \dots

1立中の含量を c_1, c_2, c_3, \dots とすれば p 耗の雨が1平方米に降下する時の水量は p 立であるから

$pc = 1$ 平方米に降下する物質質量.

従つて合理的平均 m は

$$m = \frac{p_1 c_1 + p_2 c_2 + p_3 c_3 + \dots}{p_1 + p_2 + p_3 + \dots} = \frac{\sum p c}{\sum p}$$

で表すことが出来る。この合理的平均値が、單なる算術平均と如何に異なるかは、次の例によつて分る。ここに東京、神戸、濱松の昭和11年度に於ける降水中アムモニア態窒素の平均値を比較した。

第1表 アムモニア態窒素
N mg/L の比較表

	東京	神戸	濱松
算術平均	1.14	0.28	0.35
合理的平均	0.55	0.23	0.17

左表に見る如く、算術平均は一般に、合理的平均に比し、いくらか大きい値を示す。以下、特にことわらない限りは合理的平均を用ふることにする。

第二章 鹽化物

降水中の鹽化物 (Cl^- として) については、古くから主として農業方面の研究があるが、⁽¹⁾ H. Köhler⁽²⁾ の凝結心核としての鹽化物に關する數多くの勞作と、H. Israël⁽³⁾ の雨の中の Cl^- に關する研究とは最も示唆に富むものと思ふ。

H. Köhler は地上1,000米近くに發生する霧の中にも、相當多量の鹽化物の溶存してゐることを確認し、且つその濃度は一定の分布法則に従ふことを發見した。H. Israël は雨中の鹽化物にも、霧の場合と同様に、H. Köhler の云ふ如き濃度分布法則の存在することを見出し、Köhler の凝結心核の理論を裏書きしたのである。

東京、神戸、濱松に於ける雨中鹽化物の定量法は雨水を直接に Mohr の銀滴定法により、約 $1/100n$ の硝酸銀を用ひて行つたものである。滴定値に對しては夫々適當の補正⁽⁴⁾を施してゐる。

第1節 鹽化物の年變化

東京、神戸、濱松の三都市について、夫々鹽化物量 (Cl^- mg/L) の月平均及び年平均を計算して見ると次表の如くなる。

平均をとつた期間は、

- (1) F.W. Clarke: Data of Geochemistry (1924), Washington, p. 56.
Wiesner, G.H.: Chem. News 109 (1914) p. 85.
E. Küppers: Z. angew. Chem. 31 (1918) 74.
農林省農事試験場事務功程。
倉茂英次郎: 天氣と氣候. 1 (1933) 390 の文獻參照。
今井二雄: 雪の成分. 北越醫學會誌. 52 (1937) 147.
萩原兼文: 日本聯合衛生學會誌. 1 (1929) 156.
6 (1934) 3.
平山松治: 衛生試驗彙報. 13 (大正2年) 202.
- (2) H. Köhler: Meddelanden fran Statens meteorologisk-hydrographiska Anstalt. Bd. 2, No. 5, Stockholm 1935.
——: ibid. Bd. 3, No. 8, 1926.
——: Met. Zeit. 45 (1929) 127.
——: Arkiv för Matematik astronomi och Fysik, K. Svenska Vetenskapsakademien, 24 A No. 9.
——: Trans. Farad. Soc. (1936), April, p. 1152.
- (3) H. Israël: Bioklim. Beibl. 1 (1934) 53.
- (4) 三宅: 氣象集誌. II 14 (1936), 177.

東京 { 1月-3月 昭和11年-昭和13年
 4月-6月 ,, 11年- ,, 12年
 7月-12月 ,, 10年- ,, 12年
 神戸 昭和11年-昭和12年
 濱松 同上

第2表 雨中鹽化物 月平均, 年平均表 Cl⁻ mg/L

月	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	年平均
東京	1.52	1.02	2.40	2.59	1.90	1.81	1.03	3.27	1.52	1.49	2.23	1.22	1.79
神戸	1.02	1.75	2.17	3.36	1.63	1.02	2.35	1.31	4.85	1.63	1.90	1.39	2.33
濱松	0.23	1.37	8.64	2.51	3.98	1.92	1.84	1.27	3.45	1.92	2.13	2.55	2.39

本表によると年平均は東京が最も少く、神戸、濱松が相伯仲してゐる。これから、先づ雨中鹽化物は、都市的生産物でないことが推定される。これは、硫酸、アムモニア、亞硝酸等と異なる点である。

次に三都市に共通な年變化の傾向は、春期3-4月頃に一つの極大が現れ、9月頃に更に他の極大が出現する。これは、風速の年變化の傾向と似た所があるので、風速と鹽化物量の關係を調べて見た。その結果は第2節に述べる様に、兩者の間には相當密接な關係がある様に思はれる。

第2節 風速と鹽化物量

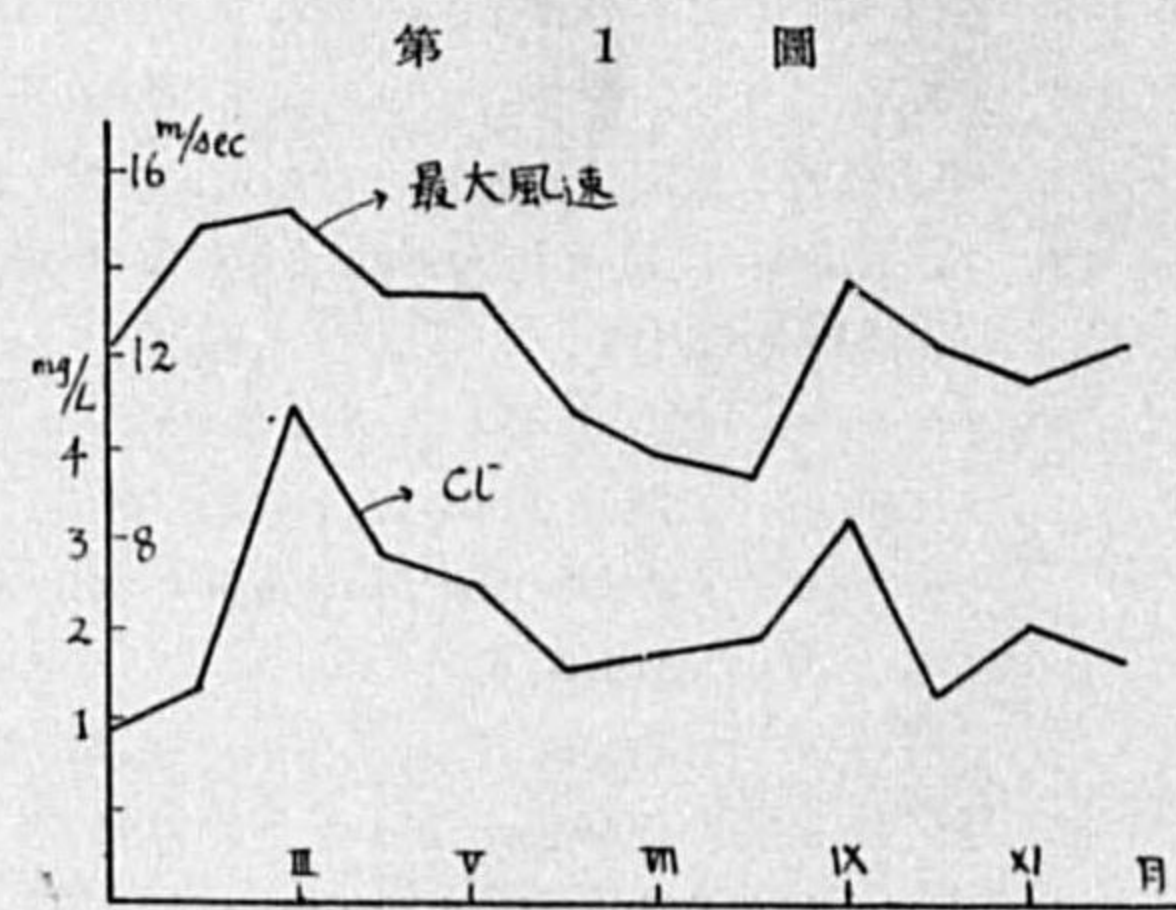
三都市の鹽化物量を月別に加へ合せて3で割ると次表の上段の數字で示す値となる。一方鹽化物量の平均算出に用ひたと同じ期間に於ける、三都市の毎月最大風速の平均を加へて3で割つた數字をその下に並べて見る。これを圖に描いて見ると、この二つの曲線は殆ど並行に走ることが判る。

(第1圖)

第3表 雨中鹽化物と最大風速

月	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
三都市鹽化物量平均 Cl ⁻ mg/L	0.93	1.38	4.40	2.82	2.50	1.58	1.74	1.95	3.27	1.34	2.09	1.72
最大風速平均 m/sec	12.1	14.7	15.1	13.4	13.4	10.8	9.9	9.5	13.7	12.3	11.6	12.4

月平均風速についても、上の如く顯著ではないけれども、矢張り、雨中鹽化物量との間に並行關係がある。雨中鹽化物が海にそのオリジンを有し、風波によつて空中に捲き上げられた海鹽が水蒸氣凝結心核となつて再び降下して來るものであるならば、風速が大なる程、海水が飛散する量が多い譯であるから、風速と鹽化物量の並行性は合理的である。



風向と鹽化物量との間の關係は餘りはつきりしない。これは Israel が和蘭國 Leiden に於いて得た結果と同様である。然し、上圖で、II 月に相當風速が大となるにも拘らず鹽化物がそれ程増加しないのは、この月の主風が全然海寄りでない爲かも知れぬ。

年平均に於ては東京が最も小さく、神戸、濱松の順に大きくなつてゐるが、海からの距離は東京、濱松は殆ど同じであり、神戸が最も近いから、單に海からの距離から云ふならば、神戸が最も鹽化物を多く含む可きであるが、實は濱松の方が多くなつてゐる。所が、同じ期間の三都市の年平均風速は

東京	2.90 m/sec	神戸	3.22 m/sec	濱松	3.54 m/sec
----	------------	----	------------	----	------------

となつて、この順序は鹽化物量の順序と一致する。これは、或ひは偶然的一致かも知れないが、雨中鹽化物量と風速との關係を暗示するものゝ如く、興味深い事實である。

第3節 降水量との關係

第5表(24頁)に於いて見る様に、昭和11年度の降水について、鹽化物と降水量との間の相關係数は負である。換言すれば、降水量が増すと鹽化物はその濃度を減する傾向がある。これを更に詳しく見るために降水量を0-5耗、5-10耗、10-20耗、20-30耗、30耗以上に区分し、夫々鹽化物量の算術平均をとつて見ると次表の如くなる。

第4表 雨中鹽化物と降水量

降水量	0-5耗	5-10耗	10-20耗	20-30耗	30耗以上
東京	4.85	2.08	1.59	1.19	1.43
神戸	3.56	2.82	2.45	2.47	2.93
濱松	5.41	2.51	2.34	2.05	2.51

右圖及び第4表で見る様に雨中鹽化物は5耗以下で最も大きく、夫れ以上になると激減し殆ど水平となり、雨量が30耗を超えると共に再び尻上りの傾向を示す。

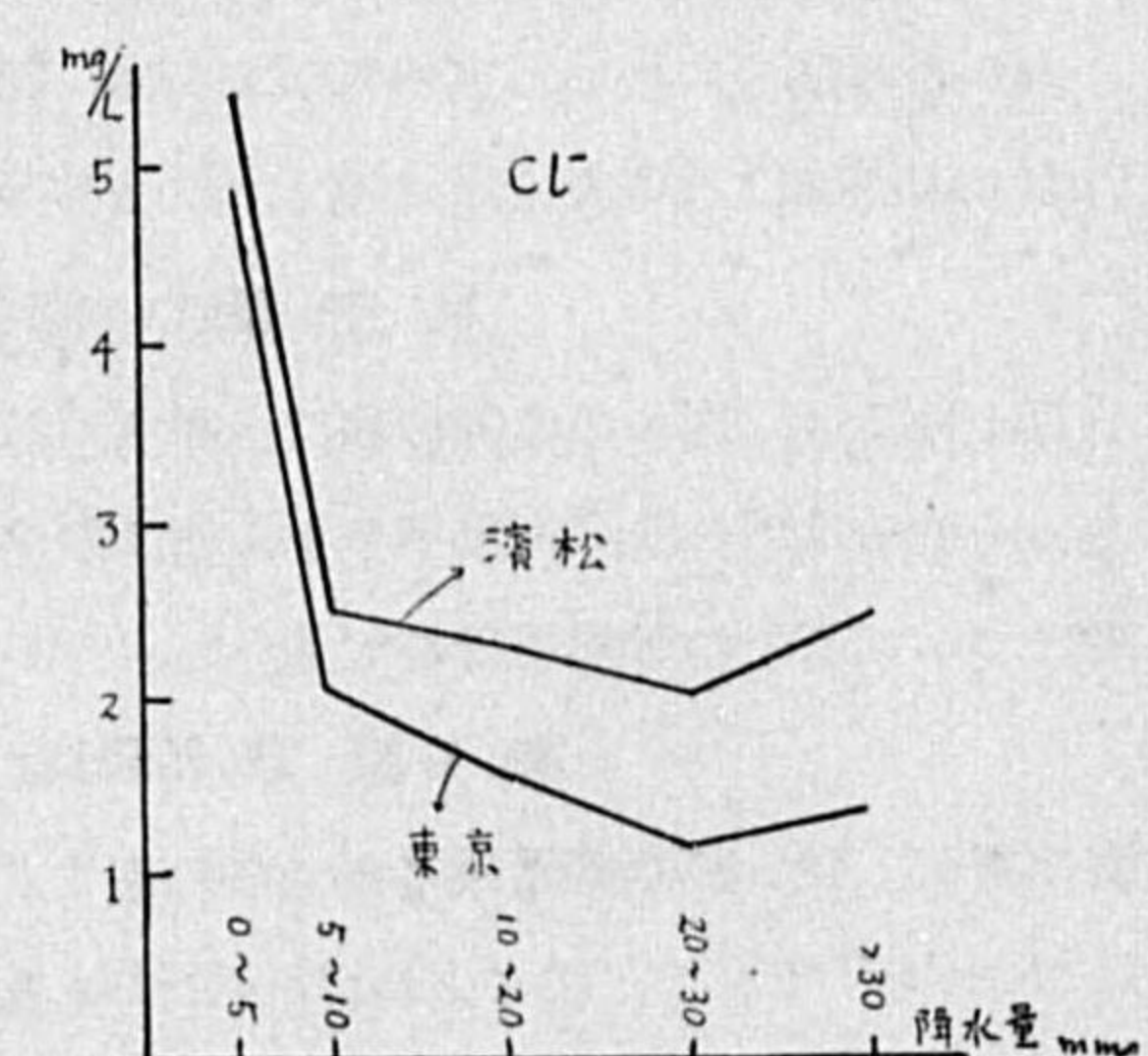
この圖から分ることは、鹽化物が雨に混入するメカニズムは之を二つに分けて考へねばならぬことである。即ち

- (1) 洗滌作用 (2) 凝結心核

(1) は、雨が落下して來る途中で、空氣中に浮游してゐる鹽化物⁽¹⁾を洗ひ流すものであり、之は5耗

(1) 三宅の研究によれば、東京丸の内の空氣中 Cl⁻ は數 γ/m³ の程度。

第2圖



迄の雨で最も顕著に現れる。5 耗以上になると、最早空気に浮遊してゐる鹽化物は殆ど洗ひ流されて、雨中鹽化物は主として(2)によるものとなる。之は、元來雲の出来る時から入つてゐると考へられるものである。

雨中鹽化物が他の成分の様に單に洗淨作用のみによつて、雨の中に混入するのではないことは 30 耗以上の雨で鹽化物が増すことによつて明らかとなる。若し洗淨作用のみによるならば、かゝる事はあり得ない。

30 耗以上の雨で再び鹽化物の増すのは、雨量の大きい雨は屢、強風に伴はれることが多いことに歸因するのであらう。

第 4 節 他の諸量との關係

昭和 11 年度の降水につき、鹽化物と他の成分との間の關係を少しく定量的に知るために、各降水別に鹽化物と各成分間の相關係数を算出して見た。その結果は第 5 表に示す通りである。

第 5 表 昭和 11 年度降水中鹽化物と他の諸成分との相關係数

	東 京	神 戸	濱 松
降 水 量	-0.28	-0.16	-0.11
pH	+0.16	+0.08	+0.14
S	+0.67	—	—
アムモニア-N	+0.49	+0.45	+0.16
亞硝酸-N	+0.13	+0.09	+0.03

鹽化物と硫酸の關係は顯著に正相である。

鹽化物の多い場合は硫酸も多くなる。これは主として降水量の小さい時に兩者ともその濃度を増加する傾向のあること、即ち共通の洗淨作用によつて雨の中に入り込む爲であらう。

アムモニアも硫酸と同様である。

亞硝酸は餘りはつきりしないが、兎に角幾分同じ方向に變化する傾向がある。

之を要するに、降水量の小さい雨程汚れが甚しく、汚れてゐる雨はどの成分をも一樣に多く含有してゐることを示す。この汚れは主として雨の洗淨作用による。

pH との關係に於いて正相を示すのは、降水量が小さいと pH は大きくなる傾向があるによる。(pH の項参照) 勿論鹽化物が直に pH を變ずるためではない。

第 3 章 凝結核としての鹽化物

以上により、雨の中の鹽化物は、恐らく二つの仕方によつて雨に混入するものであることが判つた。その一は雨の洗淨作用であり、他は鹽化物が雲の凝結核となるためである。こゝでは専ら後者について若干の考察を行つて見たい。

第 1 節 H. Köhler の理論と H. Israël の降水分析

海の鹽が、雲、霧の凝結核となつてゐることを實驗的に確かめ、且つ理論的に主張してゐるのは H. Köhler⁽¹⁾である。彼によれば、Halde 山上の霧粒の直径には一定の分布法則が存在し、最も數の多いものは、直径を r とすれば、

(1) H. Köhler: loc. cit.

$$r = 8.86 \times 2^{\frac{n}{3}} \mu, \quad (n = \pm 0, 1, 2, 3, \dots)$$

であると云ふ。之は結局霧粒の質量に群分布があることを意味するが故に、當然、霧粒の凝結核となつてゐる物質の質量にも同様の群分布がある事を豫想した。今、假に海鹽がそのまま凝結核になると考へれば、Knudsen の式より

$$S = K \cdot Cl + 0.03, \quad K = 1.805.$$

但し S は總鹽分、 Cl は鹽素イオン量、なる簡単な關係があるから、雲や霧の中の鹽素イオン量を精密に分析すれば、 Cl の濃度に群分布を見出し得るであらうと考へて、實際に霧水の中の鹽素イオンの定量を行つて見た。その結果は豫想通り 1,000 米の高度にも拘らず、霧水は Cl を相當に含み且つその濃度に一定の群分布を見出し得た。

分析の結果によると、霧の中の鹽素イオン量は

$$Cl = 3.595 \times 2^n \text{ mg/L}, \quad (n = \pm 0, 1, 2, 3, \dots)$$

で表すことができる。この實驗結果から得た H. Köhler の結論は

「雲や霧の凝結核をなすものは海鹽であり、海鹽は組成を變へることなく、そのまま再び霧粒、雲粒の中に入り込む」と云ふにある。

若し、雨が、かゝる雲粒の相集つて地上に降るものとするならば、雨の中の Cl にも當然 Köhler の場合と同様な群分布があるに違ひない。H. Israël は和蘭、ライデン市に於て約 1 年間降水の分析を試み、雨の中でも

$$Cl = 3.42 \times 2^n \text{ mg/L}, \quad (n = \pm 0, 1, 2, 3, \dots)$$

の群分布があることをたしかめた。これは、Köhler の場合とその基礎値迄よく似てゐるために、Köhler の説を強力に裏書きした結果になつてゐる。

果して我々の場合にも Cl にかゝる群分布を見出すことが出来るであらうか。これを次節に於いて論ずることとする。

第 2 節 三都市の雨中鹽化物の群分布

著者は Köhler 等と同様の方法により、昭和 11 年度の三都市に於ける降水中 Cl の群分布の存否を調べた。その結果は三都市とも Köhler の場合程明瞭ではないが、兎に角、 Cl に群分布の傾向があることを見出し得た。

その基礎値は

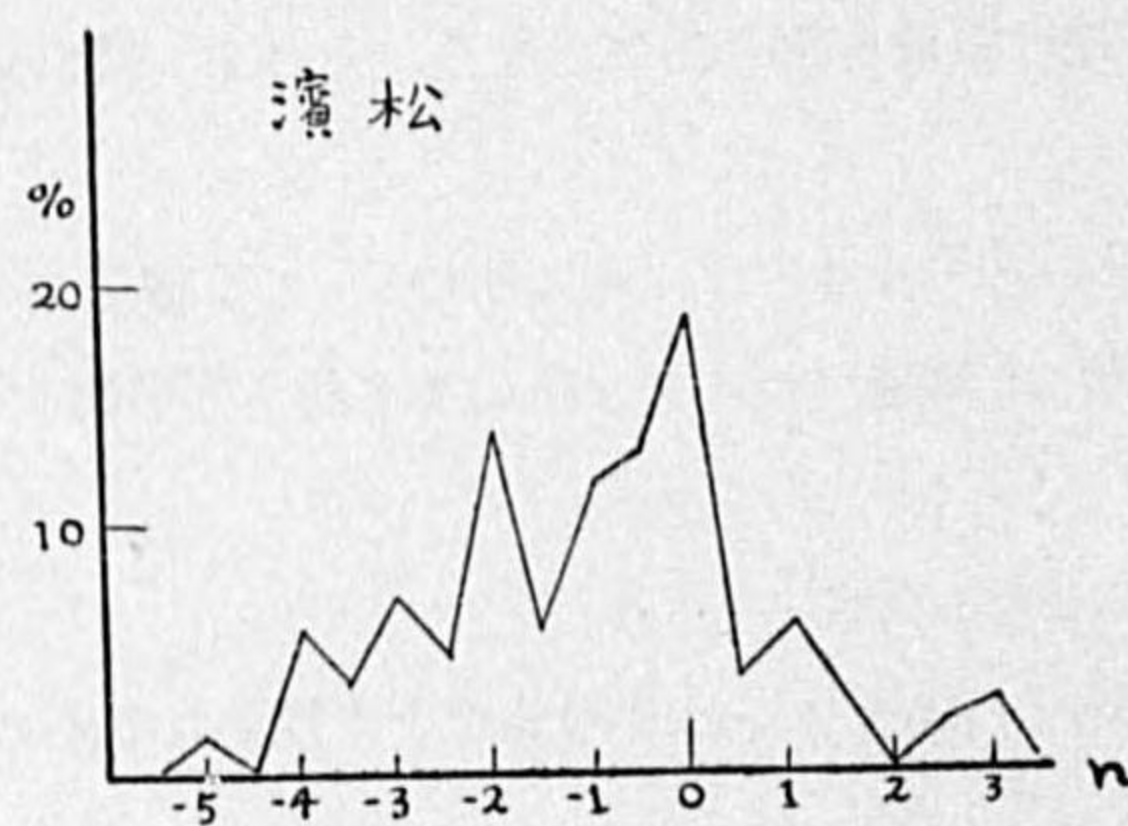
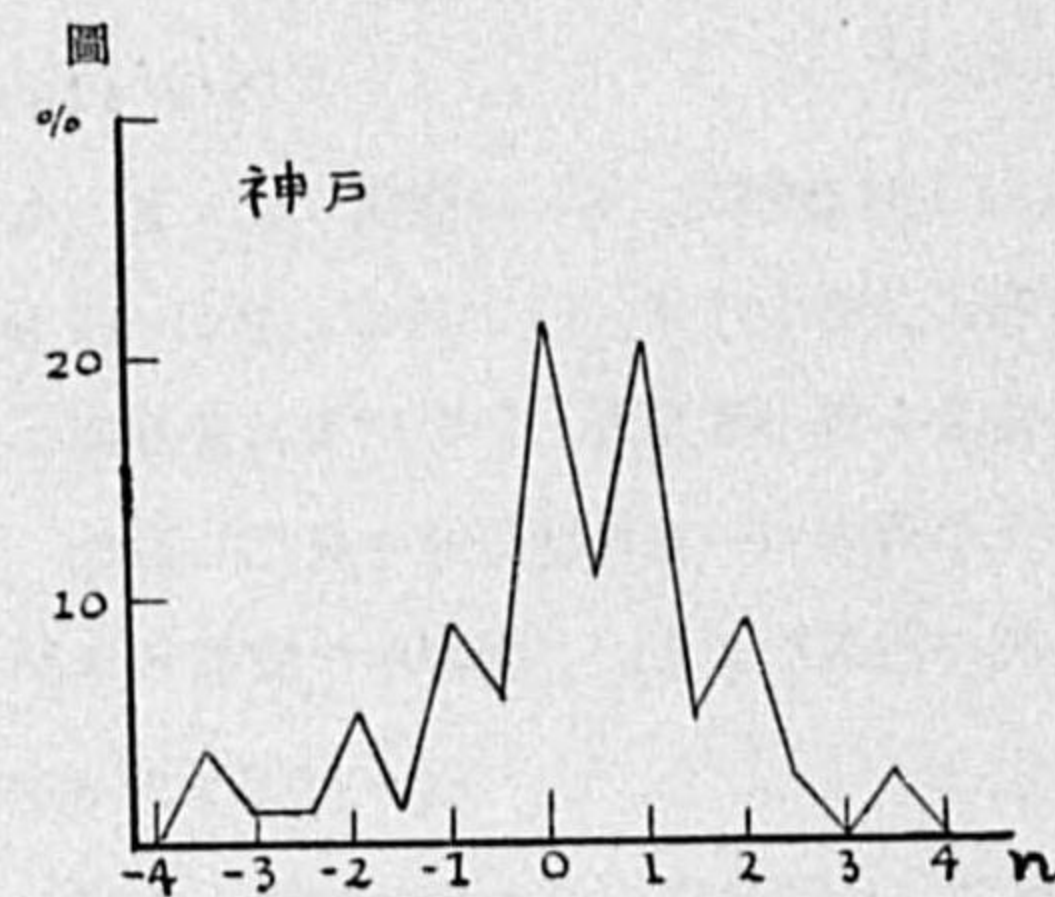
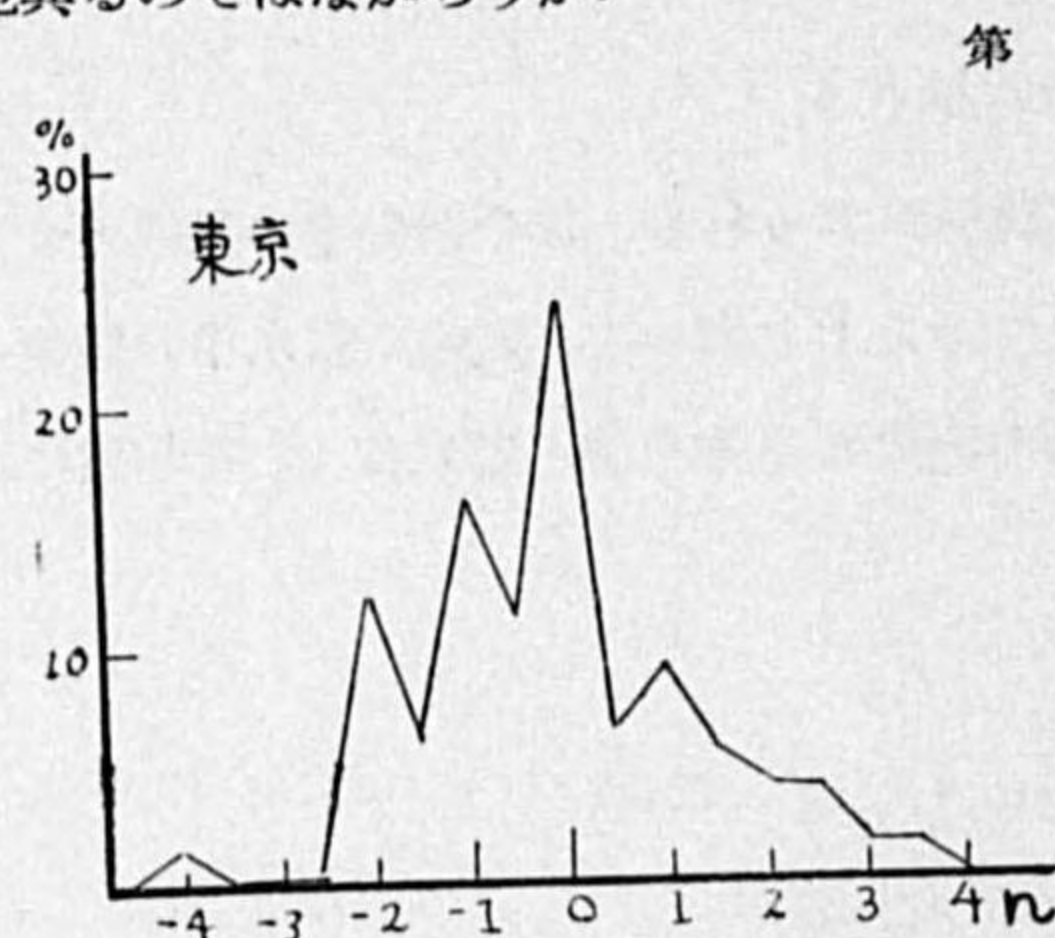
$$\text{東京 } Cl = 2.21 \times 2^n \quad \text{神戸 } Cl = 1.89 \times 2^n \quad \text{濱松 } Cl = 4.02 \times 2^n$$

$$n = \pm 0, 1, 2, 3, \dots$$

鹽化物の年平均は東京が最も少く、濱松が最も大きい、これに對應して東京では基礎値は 2.10 であり、濱松では 4.02 となる。神戸は基礎値 1.89 で小さいけれども、 $n=1$ の所が $n=0$ と殆ど

等しく、濃度の平均は東京よりも高いことを示してゐる。(第3圖)

この結果を見ると、雨の鹽化物濃度に群分布のあるらしいことは Köhler, Israël の場合と同様であるが、Köhler の霧, Israël の雨の基礎値が一致したことは寧ろ偶然で、實際は場所によつて少し宛異なるのではなからうか。



第 3 圖

この邊は猶よくしらべて見なければならぬ點である。

第6表には三都市の雨中鹽化物の n に對する頻度を掲げた。こゝに

$$n = \frac{\log Cl/G}{\log 2}$$

G: 基礎値, Cl: Cl⁻ mg/L (雨の).

第1行に n を 0.5 宛の間隔にとり、その右に夫々の出現回数を百分比で表した數字を掲げる。

第3圖は n を横軸にとり、頻度(%)を縦軸にとつた。

第 6 表 n に對する頻度表 (%)

n	東京 G=2.10	神戸 G=1.89	濱松 G=4.02
-5.25	4.75	...	1.2
-4.75	4.25	...	0.0
-4.25	3.75	1.2	5.8
-3.75	3.25	0.0	3.5
-3.25	2.75	0.0	7.0
-2.75	2.25	0.0	4.7
-2.25	1.75	12.2	14.0
-1.75	1.25	6.1	5.8
-1.25	0.75	15.9	11.7
-0.75	0.25	11.0	12.8
-0.25	0.25	24.4	18.6
0.25	0.75	6.1	3.5
0.75	1.25	8.5	5.8
1.25	1.75	4.9	2.3
1.75	2.25	3.7	0.0
2.25	2.75	3.7	1.2
2.75	3.25	1.2	2.3
3.25	3.75	1.2	2.5

第 3 節 Köhler の凝結心核説に對する批判

Köhler が雲や、霧の中に鹽化物を見出して、海鹽が水蒸氣の凝結核をなすとの説を立てた事は、非常な卓見であるが、未だ猶二三批評の餘地がある。

その一は、上にしらべた様に、雨の中の鹽化物の濃度に群分布の傾向はあるとしても、その基礎値は Köhler の霧の中の場合と常に一致するものではないこと。即ち Israël の雨の場合に両者が一致したのは恐らく特別の場合であつて、これを以て直に Köhler 説の全體的勝利とは云ひ難いことである。

その二に、海鹽が組成を變ぜずに水蒸氣の凝結心核となると云ふ説に反する二三の事實が存在することである。以下第二の場合について少し詳しく論じて見よう。

Köhler の云ふ如く、海鹽が組成を變ぜずに凝結核を形成すると云ふ説に反する二三の事實とは何か。その一は H. Lipp⁽¹⁾ が Sonnblick 山上の霧中マグネシウムと鹽素イオンを定量し、Cl/Mg の比を計算した所、その比が海水の場合と著しく異なる値を示したことである。その二は曾つて朝比奈貞一氏⁽²⁾が指摘した様に、日本の雨に於いて Cl/S (但し S は硫酸態 S) の比が海の Cl/S と著しく異なることである。

1. H. Lipp の實驗と H. Köhler の批判, H. Lipp 及び F. Lauscher⁽³⁾ は Sonnblick 山上 (3,000 米) で霧氷を分析し、先づ鹽素イオン濃度に群分布なきことを見た。次いで Lipp は霧氷中の Cl/Mg が

$$\frac{(Cl/Mg)_{霧}}{(Cl/Mg)_{海}} < 1$$

なることを分析上明らかにした。若し Köhler の説が正しければこの比は當然海と同様に

$$Cl/Mg = 14.5$$

となる可きであるが、霧では

$$Cl/Mg = 0.188 \sim 10.73$$

となつたと云ふ。つまり Lipp 等は、凝結核が海鹽より來ることは認容するが、その組成は海鹽そのまゝではなく著しく變化してゐる。それ故既に

$$S = K \cdot Cl + 0.03$$

なる關係は雲粒の中では成立してゐない。従つて Cl に群分布なきことは當然であると云ふのである。

この論文に對し、Köhler⁽⁴⁾ は次の如く答へてゐる。

1. Lipp や Lauscher の分析の数が餘り少く、群分布を云々するには未だ不充分であること、並

(1) H. Lipp: Über die chemische Zusammensetzung des Nebelfrostes auf der Zugspitze. Jahresberichte des Sonnblickvereins. 1931, S. 27, Wien 1933.

(2) F. Lauscher: Über die Chlorgehalt des Nebelfrostes auf dem Sonnblick, ibid. S. 32.

(3) 朝比奈貞一: 昭和 11 年度全國氣象協議會.

(4) H. Köhler: Arkiv för Matematik Astronomi och Fysik. 24 (1934) No. 9, 1.

びに彼等の試料には不純物の混入した形跡があると。

Lipp 等の分析値が少く、群分布をしらべるに不十分であることは著者も認める所である。然したとへ不純物が混入したとしても、マグネシウムが入る可能性は至つて少いから Köhler の非難は當らない。

2. 若し萬一 Lipp の云ふ如く眞に Cl/Mg の比が海水中の比より小であるならば、Köhler は之を P. Lenard の電解質水溶液の液滴電荷の實驗によつて説明出来ると云つてゐる。

然し、Freundlich の著書にも述べてある様に P. Lenard の實驗は未だ正當と認められてゐないから、此の實驗で Lipp の場合が説明出来るか否かは甚だ疑はしい。特に Köhler の云ふ如く海から直接に凝結核位の大きさの液滴が飛散するとの考へは少く無理ではないかと思はれる。のみならず P. Lenard の實驗だけでは Cl/Mg の値の變動は説明し難い。

以上の如く考へると、Lipp や Lauscher の説は簡単に誤りとす可きものではない様に思はれる。

II. 著者の見解

先づ Lipp の如き場合は如何にして起り得るであらうか。それにはマグネシウムが増加すればよい。今假に NaCl は少しも入らず、MgCl₂ のみより成る凝結核を假定して見る。その時は

$$\text{Cl/Mg} = 2.917$$

然るに Lipp は

$$\text{Cl/Mg} = 0.188 \sim 10.73$$

なる値を得てゐるから、小さい方の値は MgCl₂ のみで凝結核が構成されてゐる場合よりも猶小さい。かゝる場合は當然 Cl⁻ の代りに SO₄⁻ が入つてゐる筈である。海の中の S は

$$\text{Cl/S} = 21.5$$

であるが

$$\text{Cl/Mg} = 0.158$$

に對應する Cl/S は

$$\text{Cl/S} = 0.15$$

となつて、Cl と S の量が海水の時と全く逆轉し、凝結核は殆ど MgSO₄ のみから成つてゐると考へねばならぬ。

雨の中の Cl/S について

以上は 3,000 米に近い山上の霧氷中の Cl/S に関したことであるが、雨の中では如何になつてゐるであらうか。雨は 1,000 米位の雲から降ると考へら

れるから若し Köhler 説が正しいとすれば、燃料から来る S を除けば、雨中に於ける Cl と S の比は

$$\text{Cl/S} = 21.5$$

に近い筈である。所が、Chloride を甚だ多く含み、燃料から来る S を殆ど無視出来る様な場合(例へば

第 7 表 雨の中の Cl/S.

日 時	Cl mg/L	S mg/L	Cl/S	所
10 年 VIII 29	33.7	0.08	416	東京
" "	28.8	0.15	192	品川
" "	65.3	1.95	33.5	羽田
" "	61.3	1.63	37.6	"
12 年 IX 11	32.3	1.0	32.3	神戸
" "	124.8	4.5	27.7	濱松

風時の如き)の雨について調べて見ると第 7 表の如く

$$\text{Cl/S} = 416.0 \sim 27.7$$

となつて、海水中の Cl/S より甚しく大なる比をもつことが分る。これは凝結核が硫酸鹽を排除し殆ど鹽化物のみより成ることを示してゐる。

Lipp の實驗では 3,000 米附近の霧で

$$\frac{\text{Cl/S}}{\text{霧}} < \frac{\text{Cl/S}}{\text{海}}$$

日本の雨では

$$\frac{\text{Cl/S}}{\text{雨}} > \frac{\text{Cl/S}}{\text{海}}$$

となり、變化の方向こそ反對であるが、何れも Köhler 説に反し、海鹽がそのままの形で霧又は雨の中に溶け込むのでないことを示してゐる。

かゝる事實を如何にして合理的に説明出来るであらうか。現在の所では單に想像に止まるが、著者は、次の様な可能性のあることを指摘して置きたい。

Cl/Mg, Cl/S の變動を説明する一つの可能性

H. Köhler は海鹽がそのまま組成を變へないで凝結核となると考へたが、この説では Lipp 及び我々の場合に於ける Cl/Mg, Cl/S の變動を説明することは出来ない。かゝる變動を説明する一つの可能性は、海水が空中に飛散し、空中で浮遊する間に水が蒸發すると共に溶解度の低い順に鹽を析出し、こゝに析出した鹽が各々別々に凝結核になるとするにある。

海鹽を靜かに蒸發すると、水が減るに従つて、次表の如き順序に従つて固體の鹽を析出する。次表⁽¹⁾は 1L の海水から出る鹽の互數を示す。

第 8 表 1 立の海水を蒸發するに際し析出する鹽類 (g)

海水容量	CaCO ₃	CaSO ₄ 2H ₂ O	NaCl	MgSO ₄	MgCl ₂	KCl
1000
190	0.1172	0.5800
112	0.9060
95	0.0508	3.2614	0.0040	0.0078
39	0.2320	17.5460	0.0392	0.0790
16.2	6.3000	0.5810	0.0664
殘液中	2.5885	1.8545	3.1640	0.5339

第 9 表

蒸發が進むに従つて析出する鹽の Cl/S, Cl/Mg

海水 cc	Cl	S	Mg	Cl/S	Cl/Mg
100	21.5	14.5
95	1.990	0.031	0.003	63.6	663.4
39	10.732	0.159	0.030	67.5	361.3
16.2	3.883	0.440	0.158	8.81	24.6
殘液中	3.931	1.406	1.257	2.79	3.1

を計算して見ると左表の如くなる。Cl/S は一旦増加して Maximum となり、次で再び減少する。Cl/Mg は蒸發の當初で甚だ大となり蒸發が進むに従つて減少する一方である。

(1) T. G. Thompson: Bulletin of the National Research Council, No. 85 (1932), p. 188.

以上は静かに海水を蒸発した場合で、実際に海水が空気中で蒸発する dynamical な過程とは必ずしも一致しないであらうが、上表によつて析出した鹽の Cl/S, Cl/Mg の變動の様子をうかがふことが出来る。

Cl/S が甚しく大きくなるのは、蒸発の中途であり、1,000 米附近の雲や霧が、丁度この部分を凝結核としてみると考へれば、雨の中で Cl/S の過大となることも説明が出来る。且つこゝでは凝結核は殆ど鹽化物のみから成るのであるから、H. Köhler の云ふ如く Cl の群分布が存在してもよい筈である。

次に Cl/Mg が過小となるのは、蒸発が充分に進んだ後であるから、これが 3,000 米附近で凝結核になると考へれば Lipp の場合も説明が出来る。この部分では Cl と總鹽分の間一定の比例が成立しないから群分布は存在しないであらう。

以上の考へは單に想像の域を出でないが、兎に角 Köhler の説の一部分を改めて、一層包括的に霧、雨中の凝結核の問題を取り扱ふことが出来る様に思ふ。

第四章 硫 酸

降水に含まれる硫酸の主なる源泉は石炭の燃焼によつて生ずる亞硫酸ガスが、大氣中で接觸的に酸化されたものである。従つて工業の盛んな都市程降水に含まれる硫酸量は多くなり、降水は時に異常な酸性度を呈することがある。雨の中の硫酸量の分析は以前から多数に行はれてゐる。又

	東京	神戸	濱松
S mg/L	1.86	2.92	1.69

空氣中の硫酸量については下記の文獻⁽¹⁾を参照されたい。

今、三都市の昭和 11 年降水中の硫酸量年平均を比較して見ると S mg/L で表はして左表の如くになり、神戸が最も大きく、

東京、濱松が相伯仲することになるが、遺憾なことには三都市とも分析法⁽²⁾が異なるために之を直に比較出来ない。著者は種々の根據⁽³⁾からして、神戸、濱松は實際より少しく過大な値を得てゐると考へるので、暫らく東京の値のみを採用して論じて見たいと思ふ。

第 1 節 硫酸量の年變化

空氣中硫酸との關係

東京の降水中硫酸量月平均は次表の如くである。平均をとつた期間は鹽化物に同じ。

- (1) Th. Asher: Z. angew. Chem. 37 (1924) 6.
 O. Haenfel: ibid. 35 (1922) 618.
 J.H. Coste: Trans. Farad. Soc. (1936) April, 1162.
 Report of the Atmospheric Pollution.
 三宅: 氣象集誌. II 16 (1938) 1.
 農林省農事試験場事務功程。
 (2) 東京は比濁法, 神戸はアンドリュウ法, 濱松は比色法. (3) 分析法に附隨する誤差, 雨の pH 等。

第 10 表 東京雨中硫酸月平均 S mg/L 及び年平均

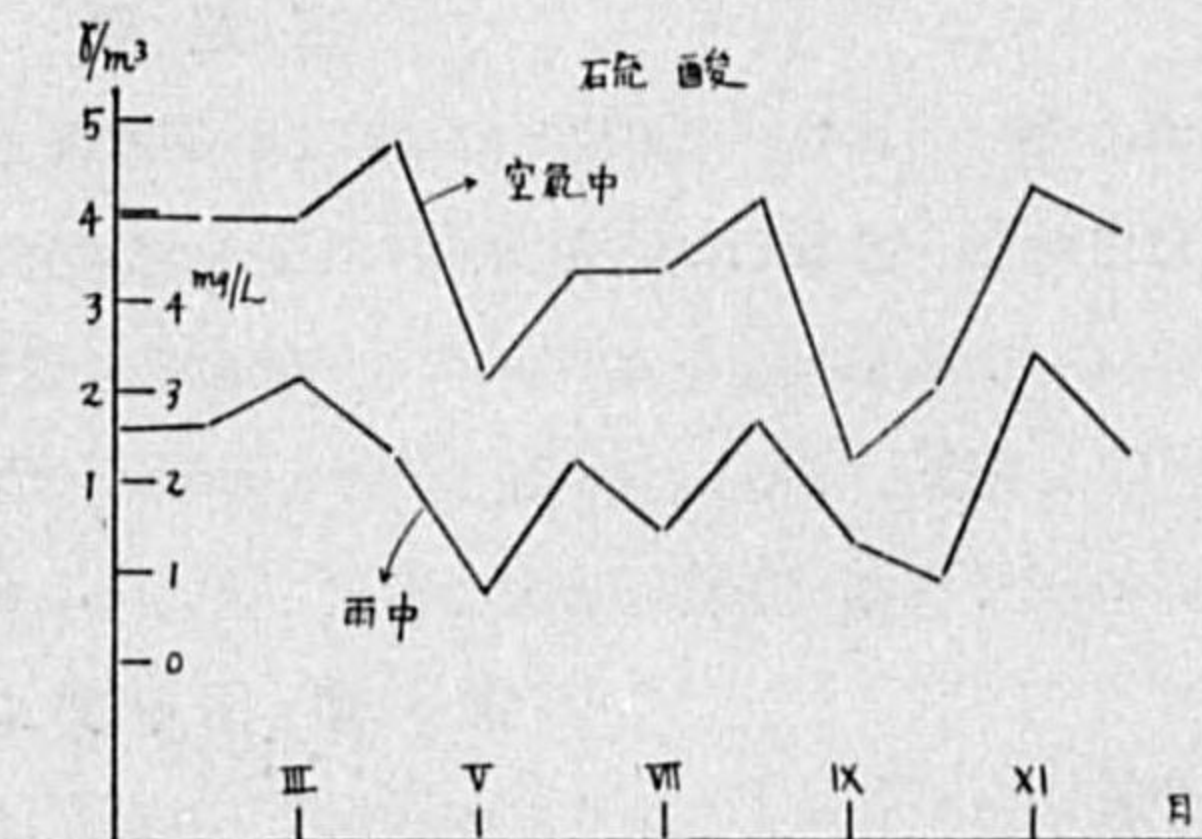
月	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	年平均
S mg/L	2.56	2.60	3.12	2.28	0.76	2.25	1.40	2.68	1.30	0.89	3.38	2.30	1.86

雨中硫酸量. 夏半年, 冬半年の比較 上表で分る様に、雨の中の硫酸は V~X 月が少く、XI~IV 月

月	V~X 平均	XI~IV 平均
S mg/L	1.39	2.68

が多い。これは左表が明らかに示す通りである。

第 4 圖



これは冬期に暖房が増加すること、空氣の沈降の起り易いこと等により空氣中 SO₂ が増加するためであらう。

著者の研究によれば、空氣中 SO₂ の年變化にも同様の傾向をうかがふ事が出来る。第 11 表及び第 4 圖に於いて兩者を比較した。

第 11 表 空氣中硫酸と雨中硫酸の年變化比較表

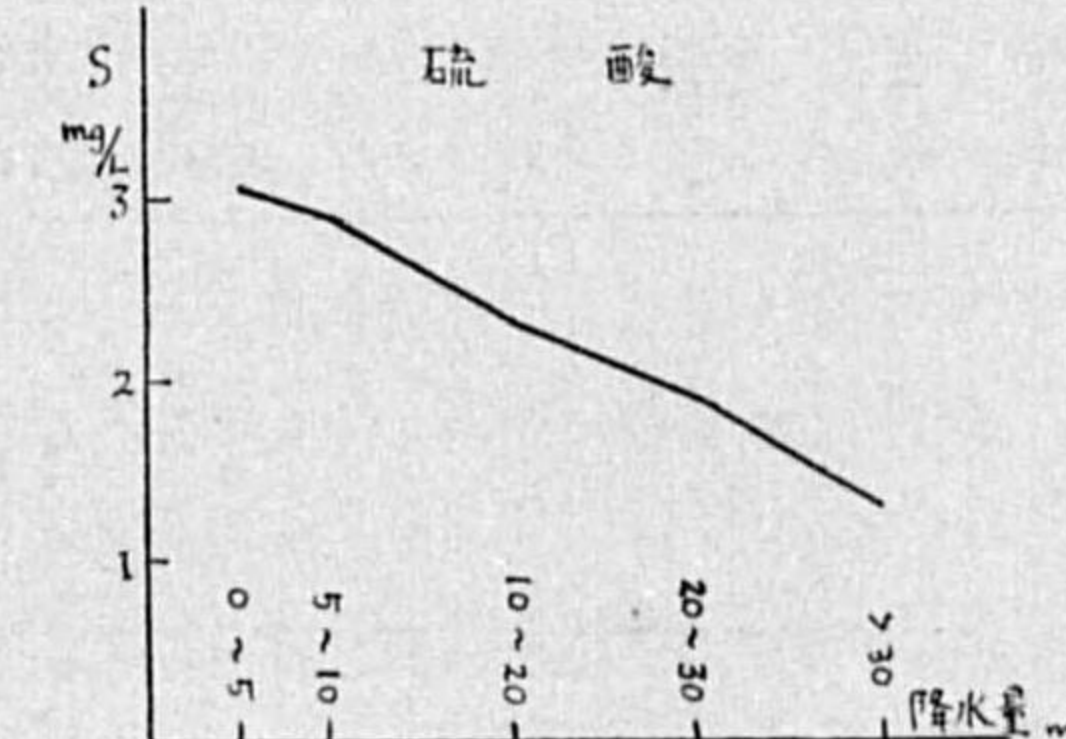
月	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
空氣中 S γ/m ³	3.92	3.90	3.90	4.75	2.10	3.28	3.30	4.10	1.22	2.10	4.20	3.73
雨中 S mg/L	2.56	2.60	3.12	2.28	0.76	2.25	1.40	2.68	1.30	0.89	3.38	2.30

上表及び上圖に見る様に、雨中及び空氣中硫酸の年變化は大體同じ傾向をたどる。この事實から、雨中の硫酸が雨の洗滌作用によつて空氣中から溶け込むことは略、確實と云へる。

第 2 節 降水量との關係

降水量と雨中硫酸量との相關係数は、昭和 11 年度では -0.31 であつた。鹽化物の場合と同様に、雨量別に硫酸量を算術平均すると、硫酸量は雨量と共に略、直線的に減ることが分る。(第 12 表及び第 5 圖)

第 5 圖



第 12 表 雨中硫酸量と降水量の關係

降水量 mm	0-5	5-10	10-20	20-30	>30
S mg/L	3.03	2.88	2.34	1.84	1.34

アムモニアの如く 5 mm 以上で激減しないのは、SO₂の補充が割合に速やかな爲であらう。pH と硫酸量との関係は pH の項に詳しい。アンモニア、鹽化物とは夫々 +0.44, +0.67 の正相関を有す。此の原因は鹽化物の項で述べた。亞硝酸との関係は餘り顯著でない。(r = +0.03)

群分布の有無

鹽化物と同様に 2nd 分布をしらべたが、鹽化物の如き分布は存在しない。之は硫酸が單に洗滌作用によつて混入することを示してゐる。(表、圖省略)

第五章 アムモニア

雨の中のアムモニアに関しては夥しい研究調査がある。これはアムモニアが植物の栄養源となるためである。數多くの文獻の中から二三を引用すると、G. W. Weisner⁽¹⁾ は米國 Iowa 州 Mount Vernon で 0.93 mg/L のアムモニア態窒素を定量し、Russel⁽²⁾ は London の雨について 2.3~2.8 mg/L を報告してゐる。猶詳しくは Clarke,⁽³⁾ F. T. Schutt,⁽⁴⁾ H.S.I. Fries,⁽⁵⁾ W. Meigen,⁽⁶⁾ Th. Fellenberg⁽⁷⁾ 等の著書、論文を参照されたい。本邦の文獻は前掲倉茂氏の論文に詳しい。

第1節 雨中アムモニアの年變化

空氣中アムモニアの源泉となるのは、主として土壤、腐敗物、排泄物等であると考へられる。これは著者の研究により、空氣中アムモニアの年變化が、硫酸の場合と全く趣きを異にしてゐることが判つたので略々確實と云ふことが出来る。雨の中のアムモニアに關しても同様のことが云へる。下に雨中アムモニア (N mg/L) の月平均及び年平均を掲げる。

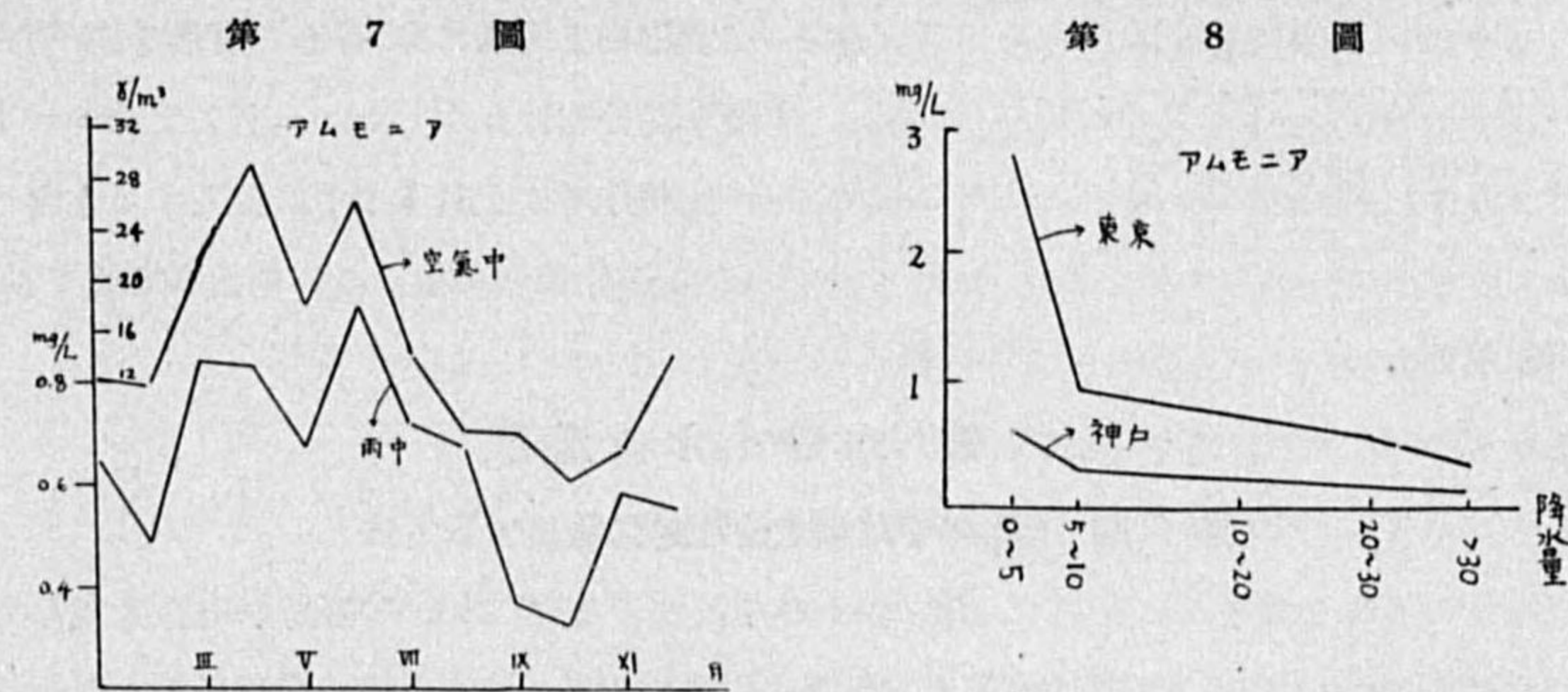
第13表 雨中アムモニア N mg/L 月平均、年平均*

月	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	年平均
東京	0.65	0.49	0.84	0.83	0.67	0.95	0.71	0.67	0.36	0.32	0.58	0.55	0.575
神戸	0.56	0.24	0.35	0.32	0.28	0.23	0.21	0.19	0.28	0.24	0.28	0.31	0.277
濱松	0.31	0.29	0.30	0.30	0.26	0.29	0.11	0.11	0.21	0.13	0.16	0.21	0.185

年平均の値を見ると、東京が際立つて多く、次に神戸、濱松の順となる。この結果はアムモニアが、都市の生産活動に伴つて發生することを物語つてゐる。然し、硫酸の様に特に冬期に増加する傾向のないのは、アムモニアの發生が燃料と關係のないことを示してゐる。恐らく都市の排泄物腐敗物が主なる原因ではないかと察せられる。東京の雨中アムモニアの年變化と、空氣中のそれとを

(1) G. H. Weisner: Chem. News. 109 (1914) 85.
 (2) Russel: Handbuch der Bodenlehre. Bd. 1, S 145.
 (3) F. W. Clarke: loc. cit.
 (4) F. T. Schutt: Proc. Trans. Roy. Soc. Canada (3) 19 sect. 3 (1935) 1.
 (5) H.S.I. Fries: Chem. News. 126 (1925) 113.
 (6) W. Meigen: Handbuch der Bodenlehre. Bd. 1, S 145.
 (7) Th. Fellenberg: Das Vorkommen der Kreislauf und der Stoffwechsel des Jods. S. 235 (1926).
 * 平均を採つた期間は濱松は 10 年 8 月から 12 年末迄、他は鹽化物に同じ。

比較すると第 14 表及び第 7 圖に見る様に両者はよく似た曲線を描くことが分る。



第14表 雨中アムモニア N mg/L と空氣中アムモニア N γ/m³ 比較表

月	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
空氣中 N γ/m ³	12.4	11.9	21.4	29.2	18.3	26.0	12.9	7.9	7.8	4.2	5.6	18.2
雨中 N mg/L	0.65	0.49	0.84	0.83	0.67	0.95	0.71	0.67	0.36	0.32	0.58	0.55

この結果から、雨中アムモニアは、雨の洗滌作用によつて、空氣中のアムモニアが洗ひ流されたものであることが分る。

第2節 降水量との關係

次頁第 16 表に見る様に降水量とアムモニア濃度の關係は、三都市とも明瞭に逆相を示す。これは、鹽化物、硫酸の場合と同じである。つまり、降水量が大となるに従つて濃度の減少する傾向がある。これはアムモニア濃度を前と同様に雨量別に表して見ると更に明瞭になる。(第 15 表及び第 8 圖)

第15表 アムモニアと降水量の關係

降水量 mm	0~5	5~10	10~20	20~30	>30
東京	2.73	0.44	0.76	0.61	0.37
濱松	0.61	0.32	0.25	0.20	0.16
神戸	0.61	0.30	0.29	0.24	0.13

この表と圖によつて明らかな様に、鹽化物と同様に 5 mm 迄の雨が最も多量にアムモニアを含み、それ以上の雨量では激減する。これは、アムモニアの混入が専ら洗滌作用によることを示してゐる。しかも空氣中へのアムモニアの供給が甚だ緩慢であるために 5 mm 以上の雨では濃度が激減するものと思はれる。

第3節 他の諸成分との關係

第 16 表は昭和 11 年度の雨中アムモニアと他の諸成分との間の相關係數を算出したものである。pH とアムモニアとの關係は重要である。これは次の pH の章に詳細を譲ることとする。鹽化物、硫酸鹽、亞硝酸鹽、何れもアムモニアと共に増加する傾向がある。之は共通の洗滌作用に歸因すること前に同じ。

第 16 表 雨中アムモニアと他の成分との相関表

	降水量	pH	鹽化物	硫酸	亜硝酸
東京	-0.36	+0.08	+0.49	+0.43	+0.22
神戸	-0.30	+0.36	+0.45	+0.38
濱松	-0.47	+0.42	+0.16	+0.79

(表及び圖 省略).

第六章 水素イオン濃度

第 1 節 pH の平均値を合理的に算出する方法

従来、雨水の pH を論ずるに際して、屢々 pH の平均値として、單なる算術平均を採用してある場合が多かつた。然し乍ら、pH は水素イオン濃度の負の對數であるから、算術平均によつて pH の平均値を求めることは合理的と云へない。我々は、pH の平均値を求める合理的な式として、次式を用ふることとした。

$$\overline{\text{pH}} = -\log \sum (p \times 10^{-\text{pH}}) + \log \sum p$$

$\overline{\text{pH}}$: pH の平均値, p : 降水量 mm

	東京	神戸	濱松
pH 年平均	4.1	5.2	5.6

上式を用ひて pH の平均値を求めると、従来と大分趣きが變つて来る。此の計算法によつて算出した東京、神戸、濱松の昭和 12 年度降水の pH 平均値は左の如くである。

上表に見る様に東京のみが異常な酸性を示し、次いで、神戸、濱松がいくらか酸性に傾いてゐる。

第 2 節 降水の pH を支配する主なる要因について

元來、純水は空氣中炭酸ガスの影響によつて、いくらか酸性を呈し、その pH は略々 5.5~5.6 位である。従つて著しい酸性物質が溶解しない限り pH が 4 に近くなることはないし、又アルカリ性物質なくして 6 以上の pH を示すこともない。

東京の雨水 pH の小さいことは、どうしても酸性物質の溶存を考へねばならない。之に對して神戸、濱松では雨中の酸性物質は餘り多くないであらうと想像される。

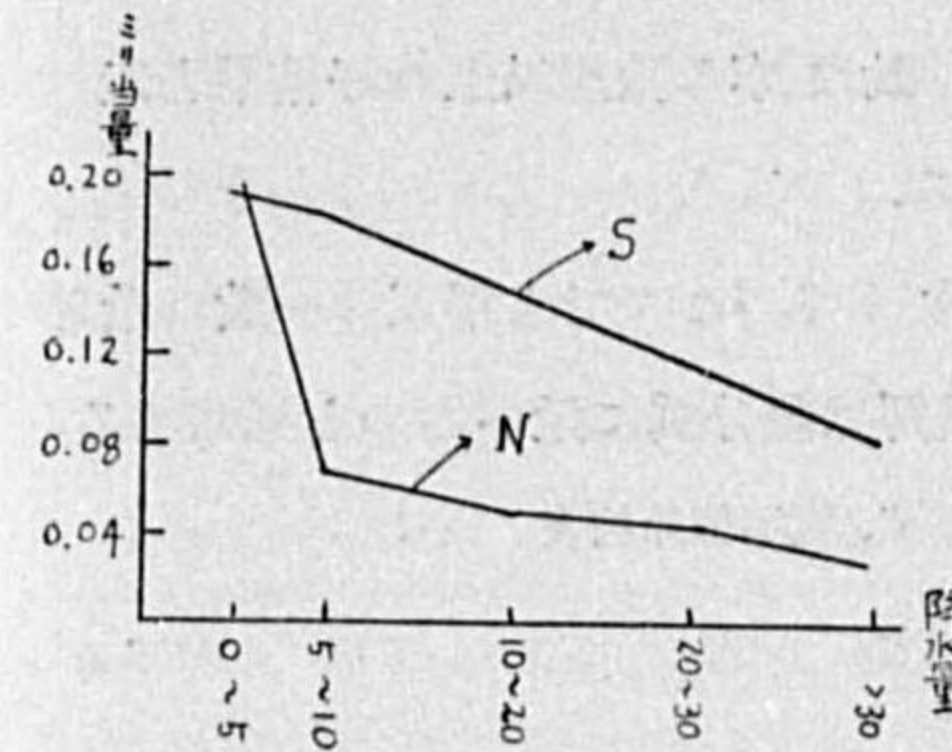
著者の考によれば、東京と、神戸、濱松では雨の pH を支配するファクターは夫々少しく異り、東京では、硫酸とアムモニアの當量差、神戸、濱松ではアムモニアが、雨の pH を變動せしめる主要原因であるらしい。勿論、神戸、濱松の雨中にも硫酸が存在せぬ譯ではないが、その量はアムモニアに比して少く、pH を變ずるに役立つものは主としてアムモニアであると考へて差支へない様である。

この推論を確實にする證據の一を擧げて見ると、1. 先づ、アムモニアと pH の相関係數に於いて、神戸、濱松は夫々 +0.36, +0.42 と云ふ顯著な正相関を示すに對し、東京では僅に +0.08 であ

第 4 節 群分布の有無

鹽化物と同様に 2nd 分布の有無を調べたが、明瞭な群分布は存在しない。若しアムモニアが單に洗滌作用によつて雨中に混入すると考へるならば、群分布の存在しないことは當然であらう。

第 9 圖



る。(昭和 11 年) これは、神戸、濱松の pH がアムモニアに支配されること甚しく、東京は餘り関係のないことを示す。

2. pH と降水量の關係を見ると、相互の相関係數は、東京、-0.09、神戸、-0.18、濱松、-0.24 となり、何れの場合も降水量が増加すれば、pH は減ずる傾向のあることを示してゐる。これと同様の事を野口喜三雄氏⁽¹⁾は淺間山の降水について指摘して居られる。神戸、濱松では、降水量が増えたとアムモニアが減ずるために pH が小となり、その傾向は東京の場合より大きい。(淺間山のも恐らく同じ原因であらう)

東京の場合には、降水量が増すとアムモニアは激減するが、硫酸はアムモニア程減じないから、硫酸の方がいくらか過剩となるために pH が著しく小さくなると考へられる。これは降水量を 0-5 mm, 5-10 mm, 10-20 mm, 20-30 mm, >30 mm に區分し、夫々の雨量に對應する硫酸量 S mg/L とアムモニア量 N mg/L をミリモルに換算して、兩方の差 $\Delta = S - N$ を取つて見るとこの事情はもつと判然とする。下表及び、第 9 圖に見る様に 5 mm 迄は

$$S - N \approx 0 \quad S, N, \text{硫酸及びアムモニアのミリ當量}$$

$$5 \text{ mm 以上では明らかに } S - N > 0$$

第 17 表

降水量 mm	0~5	5~10	10~20	20~30	>30
S ミリ當量	0.189	0.180	0.146	0.115	0.083
N ミリ當量	0.195	0.067	0.054	0.043	0.026
$\Delta = S - N$	-0.006	0.113	0.092	0.072	0.057

となる。實際に pH は 5 mm 位迄は 6 附近を彷徨し、5 mm 以上で、4 に近くなる。當量差から 5 mm 以上の降水の pH を計算して見ると大體 $\text{pH} = 4.0 \sim 4.2$ となり、實測とよく一致する。

3. 硫酸と pH の相関係數(昭和 11 年度)は東京に於いては -0.15 となつて逆相を示す。これは硫酸の存在によつて pH が低下することを示す。

第 3 節 東京の pH 月平均の理論的算出

以上によつて、降水の pH を規定する要因は場所によつて異り、神戸、濱松では主としてアムモニアであり、東京では硫酸とアムモニアの當量差であることを述べた。

今、昭和 12 年度の降水成分月平均の中から上の様に、 $\Delta = S - N$ (S, N, 單位ミリ當量/L) を計算し、

$$\text{pH} = -\log(S - N) + 3$$

として、各月の pH 平均値を算出して見る。若しこの計算値と、pH の實測値から得た月平均値とが一致すれば、著者の見解の正しいことを示すものである。結果は下表に見る様に、一二の場合を

(1) 野口喜三雄: 日本化學會誌. 59 (1938) 521.

除いては、大體に於いて両者はよき一致を示す。元來、降水の pH は比色法によつて實測を行ふため、0.2 以上の精度は期待出来ないものであるから、この程度の一致は寧ろ豫想以上の好結果と云はねばならない。兩者の一致しない二三の場合の原因は不明である。

猶、年平均は、理論値の 4.16 に對し、實測よりの平均値は 4.14 で、こゝでも相互の一致は殆ど完全である。この結果から考へると著者の降水 pH に関する見解は幾分眞に近いものと思はれる。

第 18 表 東京、昭和 12 年 pH 月及び年平均計算値、實測値比較表

月	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	年平均
計算	4.4	4.0	3.8	4.3	5.5	4.3	4.3	4.3	4.3	4.6	3.9	4.2	4.16
實測	4.0	3.9	3.9	4.2	4.4	4.2	4.4	5.0	4.3	4.2	4.2	4.3	4.14

第七章 亞硝酸

雨の中の亞硝酸は、今迄述べた他の成分に比べると極微量で、高々 1 L 中數 γ 程度の場合が多い。所が空氣中亞硝酸は著者の研究によれば、東京では N として 1 立方米中 3 γ 乃至 10 γ 位、アムモニア態窒素は 10-40 γ 位であつて、亞硝酸とアムモニアの比は數分の一程度である。所が雨の中ではアムモニア態 N は年平均 0.58 mg/L であるに比し、亞硝酸 N は 0.0067 mg/L で殆ど百分の一位の少量となつてゐる。これは空氣中亞硝酸と、アムモニアの存在状態の差によるもので、興味深い事實と思はれる。(第 3 節参照)

第 1 節 月平均と年變化

第 19 表参照、年平均は東京が最も多く神戸、濱松の順となる。平均に用ひた期間はアムモニアと同じ。

亞硝酸含量の 東京>神戸>濱松の順序から考へると、亞硝酸はたしかに都會的生産物であるらしい。

第 19 表 雨中亞硝酸月平均、年平均表 單位 N γ /L

月	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	年平均
東京	15.0	6.14	9.55	5.80	5.24	6.92	4.35	7.26	6.38	2.44	9.68	18.2	6.71
神戸	7.3	5.8	6.5	5.1	3.8	1.7	3.7	1.5	2.1	2.9	4.5	5.2	3.95
濱松	4.0	4.4	3.9	3.3	2.9	3.3	2.6	2.3	2.0	1.5	3.2	3.0	2.67

第 20 表 雨中亞硝酸冬半年、夏半年比較表

月	XI-IV	V-X
東京	10.73	5.43
神戸	5.73	2.61
濱松	3.63	2.43

左表を見ると、亞硝酸はたしかに冬期に多く夏期に少ない。これは硫酸と全く一致し、アムモニアとは異なる。つまり、亞硝酸は、硫酸と同じ様な経路によつて、空氣中に放出されるのではないかと推察される理由である。

著者の經驗によれば、石炭ガスを空氣中で燃焼すると多量の亞硝酸を生ずることは確實であるから、石炭その他の燃料の燃焼の結果亞硝酸が生じたとしても決して

て不思議なことはない。

亞硝酸はアムモニアと關係深い様に考へられ勝ちであるけれども、雨の中の亞硝酸分析の結果はそれが却つて、アムモニアよりも硫酸に關係あるらしいことが判つたのは興味深い。

第 2 節 降水量との關係

亞硝酸と降水量の關係は、その相關が東京 -0.15、神戸、-0.31、濱松 -0.32 で何れも負となつてゐる。(昭和 11 年度) この點は他の成分と同様である。つまり、降水量が増えると亞硝酸は減す

第 21 表 雨中亞硝酸 N γ /L と降水量

降水量 mm	0-5	5-10	10-20	20-30	>30
東京	20.40	17.44	16.85	7.75	7.34
神戸	8.27	7.38	3.74	4.13	2.00
濱松	5.71	5.18	7.20	4.05	3.20

る傾向がある。但し、第 21 表で分る様に、降水量に對する亞硝酸の減り方は、アムモニアのタイプではなく、寧ろ硫酸型

である。濱松、神戸では降水量と共に徐々に直線的に減じ、東京では 20 mm 以

上で急に減る。これは、アムモニアの如きは、雨水の洗淨作用により、一度に洗ひ流されるのに對し、亞硝酸は徐々に、少し宛溶けて行く事を表はしてゐる。

第 3 節 雨中亞硝酸の少い理由

前に述べた様に、空氣中の亞硝酸とアムモニアの比は、數分の一なるに對し、雨中亞硝酸とアムモニアの比は百分の一に近い。つまり、亞硝酸が著しく少い。この原因は、空氣中亞硝酸が、水に溶け込みにくい形で存在してゐる證據である。著者⁽¹⁾が既に空氣中亞硝酸について述べてゐる様に、空氣中亞硝酸はアムモニアや亞硫酸ガスの様に簡単に水に溶解しない。これは亞硝酸が、甚だ細い液滴として存在してゐるのではないかと云ふ説もある。この説の當否は暫らく置くとしても、亞硝酸がアムモニアや、亞硫酸ガスの如き、氣體として存在してゐないことは確かであると思ふ。亞硝酸はその濃度が小さいので他の成分には大して影響を與へない。

上層氣壓推算用ノモグラムと上層風の豫報

大谷 東平, 高橋 浩一郎

緒言

航空路の發展と共に上層風の豫報、即ち天氣豫報の立體化は非常に重要な問題になつて來た。此の事は必然的に氣象觀測、天氣圖の立體化を要求する。然るに現在立體觀測を行ふ事は種々の點で困難を伴ふ。例へば測風氣球は大體本邦各地で毎日あげて居るが、雨天の時は觀測不可能だし、ラヂオゾンデもやうやく實用期に入つたばかりで、ヨーロッパの如き上層觀測網の細い所に於てのみ實行し得るにすぎない。

最近アメリカあたりでは豊富な測風氣球の觀測を利用して流線を描き、上層では大體傾度風になると見做して上層等壓線を引き、上層風の豫報に資さうと云ふ試みがある⁽¹⁾。これは方法としては誠に面白いが遺憾ながら雨天又は全天雲に蔽はれて居る時は測風氣球の觀測が出来ないから用ひられないと云ふ缺點がある。

本邦ではかなり昔から藤原、關口兩博士⁽²⁾に依り地上の氣壓、氣温から3000 mの上層の氣壓を推算し3000 mの等壓線を引いて天氣豫報に利されて居る。其の後筒井、中谷、篠田、岡崎、坪田等の諸氏の精細な研究があり、500, 1000, 2000, 3000, 4000等の各高さに於ける推算氣壓が計算された⁽³⁾。中央氣象臺の豫報掛では最近我國に於ける航空の發展と共に上層の氣流の豫報が切實に要求される様になり、昨年4月頃から上述の計算値を利用して500, 1000, 2000, 3000, 4000等の各高度の氣壓を推算し、等壓線を引いて上層氣流の豫報に資さうと云ふ試みが行はれ始めた。そし

(1) B. C. Haynes: Upper Wind Forecasting. Monthly Weather Review, I, p. 4~5 (1938).

(2) 氣象集誌. 第38年(大正8年).

S. Fujiwhara: A Remarkable Example of the Use of 3000 m Isobars in Forecasting Weather. Geophys. Mag. Vol. III (1930).

(3) Journal of the Faculty of Science Imp. Univ. of Tokyo. Ser. 2, Vol. 1 (1927).

て此の推算等壓線から傾度風と見做して上層氣流の方向及び強さを出して見ると測風氣球の觀測結果とかなり良く一致する事がわかつたのである⁽⁴⁾。又その結果は日常の天氣豫報に有力な資料である事も再び吟味され、豫報の一つの重要な仕事になつて來た。

ところで此の様毎日の日課となつてくると時間の經濟手順の簡便が必要になつてくる。初めの間は上述の推算値を表にして用ひて居たのであるが、500, 1000, 2000, 3000, 4000等の五つを出すとなると表がかなり龐大なものになり場所をとつて不便であり、その爲その簡便化が望まれた。そして遂にノモグラムに落着いたのである。

上層氣壓推算用ノモグラム

今大氣中の温度遞減率を一定値 α とし、地上の氣壓、氣温を P_0, T_0 とすれば、高さ h に於ける氣壓 P は明かに

$$\log P = \log P_0 - \frac{g}{\alpha R} \log \left(1 + \frac{\alpha h}{T_0} \right) \quad (1)$$

で與へられる。但し g は重力の加速度、 R は空氣の瓦斯常數である。然し此の式では各高度の氣壓を出すノモグラムを作るには不便である。幸ひに實際問題として右邊の \log の中の第2項 $\frac{\alpha h}{T_0}$ は高度4000以下では高々十分の一の桁である。従つて(1)を展開して

$$\log P = \log P_0 - \frac{g}{R} \left(\frac{h}{T_0} - \frac{\alpha h^2}{2T_0^2} \right) \quad (2)$$

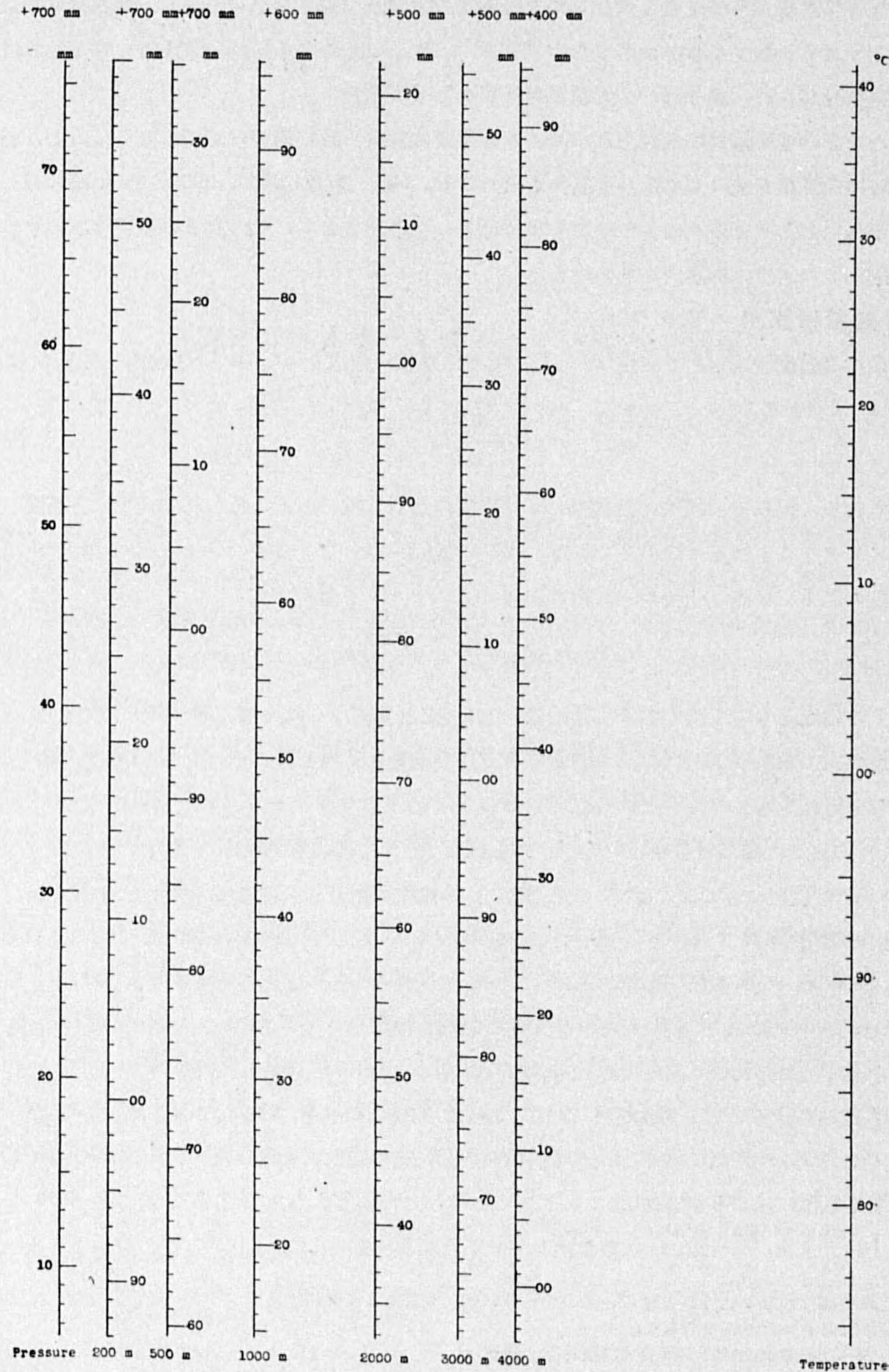
がかなりの精度をもつて成立する。更に又 h が一定ならば T_0 は大體230~300位であり、(2)式右邊の括弧内の第2項は二次の小さな量であるから常數と見做して良い。従つて $\log P, \log P_0, \frac{1}{T_0}$ を新しい變數と考へると一次の式となるから P, P_0, T_0 のノモグラムにする事が出来る⁽⁵⁾。しかも此の際 h の違ひに際し常數項の一定のずれと係數 $\frac{gh}{R}$ の違ひを生ずるにすぎない故、 P_0 と T_0 の目盛を一定の位置にしておけば P の目盛が h の變化に對し平行移動するだけにすぎない。第1圖の上層氣壓推算用ノモグラムは α を $0.5^\circ\text{C}/100\text{m}$ とし、200 m, 500 m, 1000 m, 2000 m, 3000 m, 4000 m の各高度の推算氣壓を出したものである。例へば此のノモグラムから地上氣壓が758.0 mm, 地上氣温が 16.0°C の時の各高度の氣壓を推算して見ると、58.0 mm, 16.0°C を定規で結びそれと交はる點の目盛を讀む事に依り、740.2, 714.2, 673.0, 596.0, 526.6, 464.3 mm を得る。一方(1)式から計算するとそれぞれ740.3, 714.3, 673.0, 596.0, 526.6, 464.5 mm となる。

此のノモグラムの作成に當り、(1)式を用ひず(2)式の展開式を用ひた。此の爲此の様にして計算した推算氣壓には多少誤差が出てくる筈である。これがどれ位になるかと云ふと4000の高度で $\log \left(1 + \frac{\alpha h}{T_0} \right)$ と $\frac{\alpha h}{T_0} - \frac{\alpha^2 h^2}{2T_0^2}$ の差を出して見ると相對誤差にして約0.3%位にしかならない。即

(1) 此の事はかなり古くから知られてゐたらしいが、今迄あまり使用されなかつたのは一つは推算等壓線を出すのが面倒であつたからであらう。

(2) 例へば小倉金之助著「圖表及び圖計算」參照。

第1圖 上層氣壓推算用ノモグラム



ち氣壓に直して 1 mm とはならない。これは大きく見積つての話で実際にはまづ 0.5 mm 止りと思はれ、前例でも大體そんな所である。而してこれ位の誤差は此の種の推算値に對して問題にならない。元來溫度減率が一定と假定して出したのであるが、これが實際にどれだけ満足されてゐるかなかり疑問だし、又百葉箱で測定した溫度に地面の影響がないとは云ひきれない。今假りに地上溫度に 1°C の差があると (1) 式に従ひ 4000 m では約 1 mm 近くの差になるし、溫度遞減率が 1°C/100 m と 0.5°C/100 m では 5 mm 位の差になる。こんな工合であるから 4000 m 位の高度では推算値はまづ 2 mm 位の精度しかない。従つて普通の目的には此のノモグラムで充分である。

上層風速算出尺

以上の如き方法で上層の氣壓配置がわかるから、氣壓傾度より風速が出る筈である。此の際に上層の事であるから摩擦の影響は省略してもよいであらう。等壓線の曲率の影響も曲率が大きくない限り小さいからこれも省略し、又加速度の項も省略して傾度風と見做せば上層風の風速 v は

$$v = \frac{dp}{ds} \frac{1}{2\omega\rho \sin\phi} \quad (3)$$

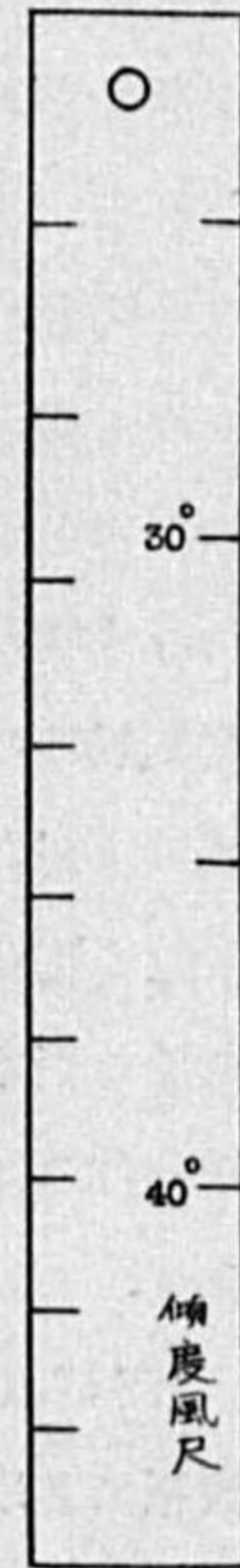
で與へられる。符號は日常の習慣に従ふ。依つて推算等壓線から氣壓傾度を出し、その地點の緯度、空氣の密度がわかれば (3) 式から風速が計算される。

第2圖

此の計算を簡單にする爲第2圖の如き上層風速算出尺を作成した。此の尺は風が各緯度に平行に 10 m/sec で吹き、空氣の密度が 760 mm, 15°C に於ける値 1.226×10^{-3} C.G.S. として等壓線 2 mm おきの距離を示したものである。従つて二つの目盛の間に入る等壓線の數 n をよむと緯度の變化のない限り氣壓傾度に比例し、假りに空氣の密度が上述の値とすれば $n \times 10$ m/sec が傾度風速となる。緯度が違へば異つた緯度の二つの目盛の間隔を用ひ、その間に入る等壓線の數を読みそれに 10 を乗する事に依り容易に傾度風が出る。猶圖の 30°, 40° は圖の縮尺を示すもので、緯度 30°, 40° の間隔が丁度此の大きさになる圖で使用される。違ふときには比例して伸縮すれば良い。

密度の補整表

氣壓	350	400	450	500	550	600	650	700	750	800
氣溫 -40	1.76	1.54	1.37	1.23	1.11	1.02	0.95	0.88	0.81	0.77
-30	1.83	1.61	1.43	1.28	1.16	1.06	0.99	0.92	0.85	0.80
-20	1.90	1.67	1.49	1.33	1.21	1.11	1.03	0.95	0.89	0.83
-10	1.98	1.74	1.55	1.39	1.26	1.15	1.07	0.99	0.92	0.87
0	2.06	1.80	1.60	1.44	1.31	1.20	1.11	1.03	0.96	0.90
10	2.14	1.87	1.66	1.49	1.36	1.24	1.15	1.07	1.00	0.94
20	2.21	1.93	1.72	1.55	1.41	1.29	1.19	1.11	1.03	0.97
30	2.28	2.00	1.78	1.60	1.45	1.33	1.23	1.14	1.07	1.00
40	2.35	2.07	1.84	1.65	1.50	1.37	1.27	1.18	1.10	1.03



かくして出した傾度風は空気の密度が 1.226×10^{-3} C.G.S. の時であり、温度や気圧が変化すると密度が異なり、ひいては傾度風速が異つてくる。此の差は高さ 4000 m までの範囲では約 3~4 割位で普通には大した事はないが、すこしく精密に出したい時にはかなりの差になる。此の補整を行ふには前表に依つて行ふ。即ち温度と気圧から空気の密度を出し (3) 式に依つてその補整を出したもので、上述の風速尺から出した風速に表中の数字を乗すればよい。

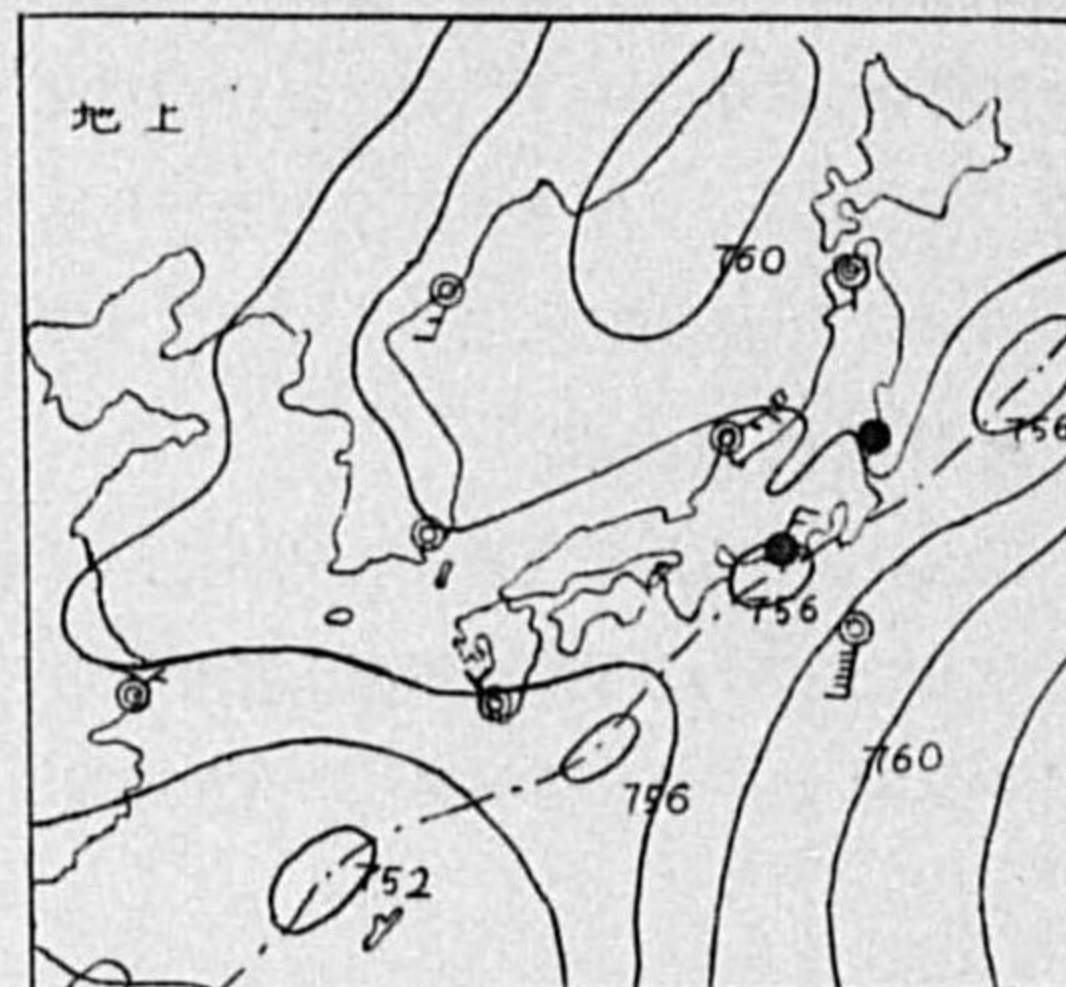
應用例

次に蛇足かもしれないが、上述のノモグラムで推算した上層気圧の配布圖の一例を示さう。第 3 圖は昭和 13 年 7 月 2 日 6 時の観測から出したものである。此の日は内地の太平洋岸に沿ふて低気圧が並び、その中心を縫つて不連続線が走り、此の爲關東一帯雨天であつた。第 3 圖は高度 1000 m と 3000 m に於ける推算等壓線であるが、これを見ると日本海の高気圧は割合脊が低く 1500 m 位にしか及んで居ないのに反し、太平洋の高気圧は根強く 3000 m 以上に及んで居る事がわかる。又下層の亂れた氣流は上層に行く程簡單になり中緯度の西風になる事が伺はれる。

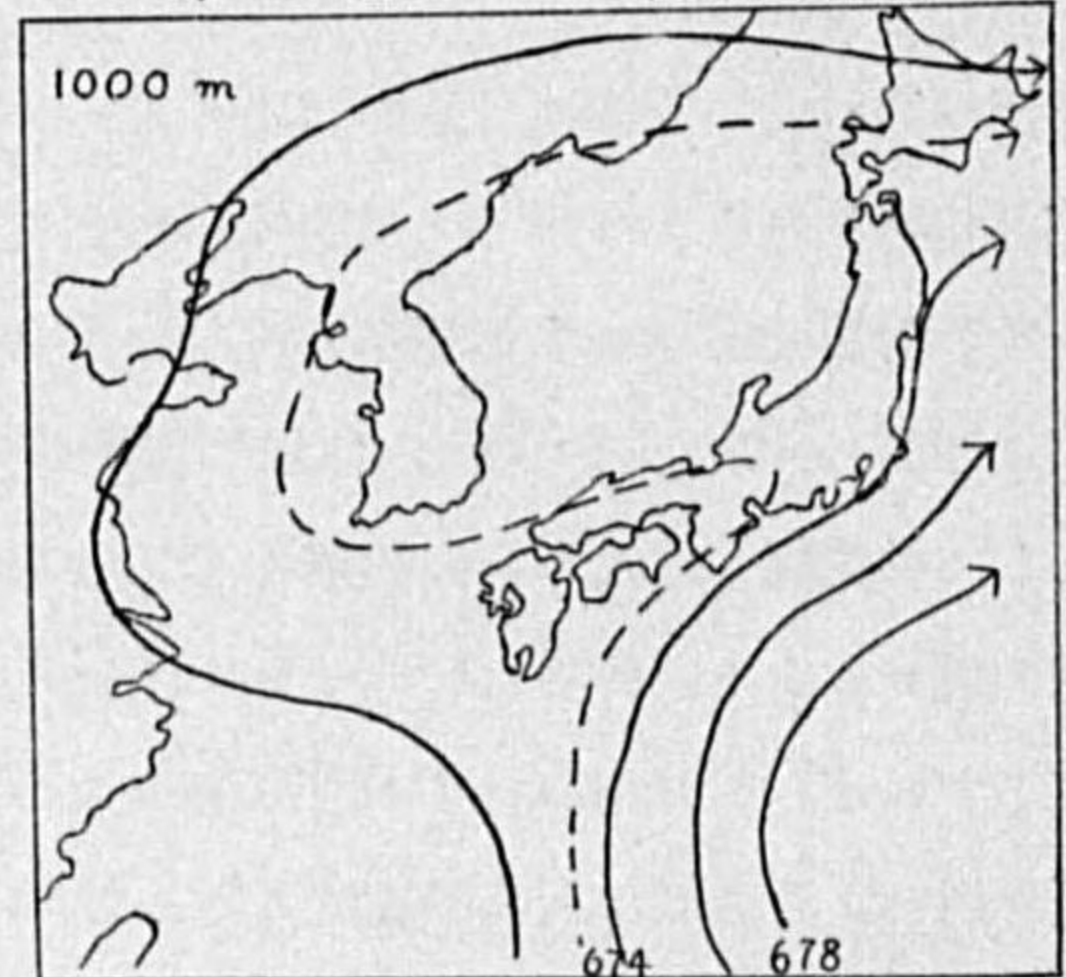
次に第 2 圖の風速尺を用ひて東京附近の 1000 m, 3000 m に於ける風を出して見ると 1000 m では WSW 4 m, 3000 m では W 7 m 位になる。此の日は雨天で測風氣球の観測がないが、普通此の様にして出した上層風は割合良く實測と一致して居る様である。而して最近に測風氣球の観測も圖に入れ、それも考慮して等壓線を引く様になつた。此の様な點から見て上層の様を知るには此方法が甚だ有力なる事は疑ひない様である。

しからは此の等壓線圖を如何にして將來の上層風の豫報に應用するかと云ふにこれはまだ研究中で確かな事は云へないが、地上の等壓線の動きを見て大體等壓

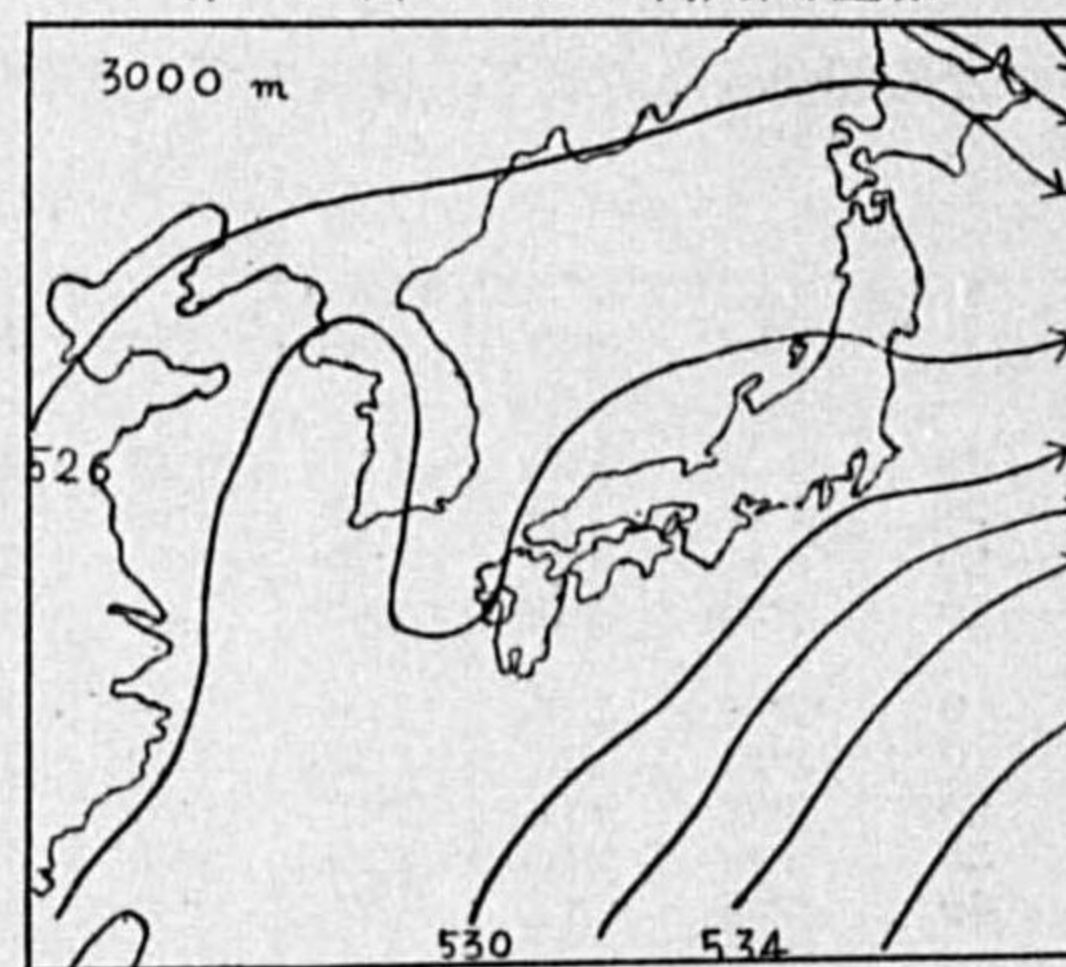
第 3 圖 a 昭和 13 年 7 月 2 日 6 時天氣圖



第 3 圖 b 1000 米推算等壓線



第 3 圖 c 3000 米推算等壓線



線が西から東へ移動するものとして將來の等壓線を豫想しそれから風向風速を出して居るが、割合うまくゆきさうである。然し夏期には等壓線は今迄と反對に東から西に移動する様な傾向もあり、なほこれは將來に残された問題である。

山谷風に就いて (其の二)

福田喜代志

§ 1. 緒言

地形の影響として山岳の存在は大氣運動に特異な變化を與へる。山谷風⁽¹⁾は其の一例證であつて大氣低層の日射に依る熱作用の顯著な表現として興味深いものがある。これに關してアルプス地方で観測⁽²⁾がなされた。それは U 字状に底の廣い長い谷に沿ふ晝間は谷の下方より吹き昇り夜間は反對となる風であつて、その結果は本邦内陸の風の日變化に關する岡田-山田の研究⁽³⁾と全く同一である事に注意して筑波山の観測に現はれた山谷風について再び調査を進めた。

§ 2. 傾斜面風⁽⁴⁾の概況

(i) 前報に於て山麓に於ける山の傾斜面方向の風に分速と氣温變化につき論述したが、同様に快晴の日山頂で風速 2 m/sec 以下が數時間続いた場合のみ山麓の風の日變化を 1934-1936 の年次より拾ひ出して總計した (第 1 表)。

第 1 表

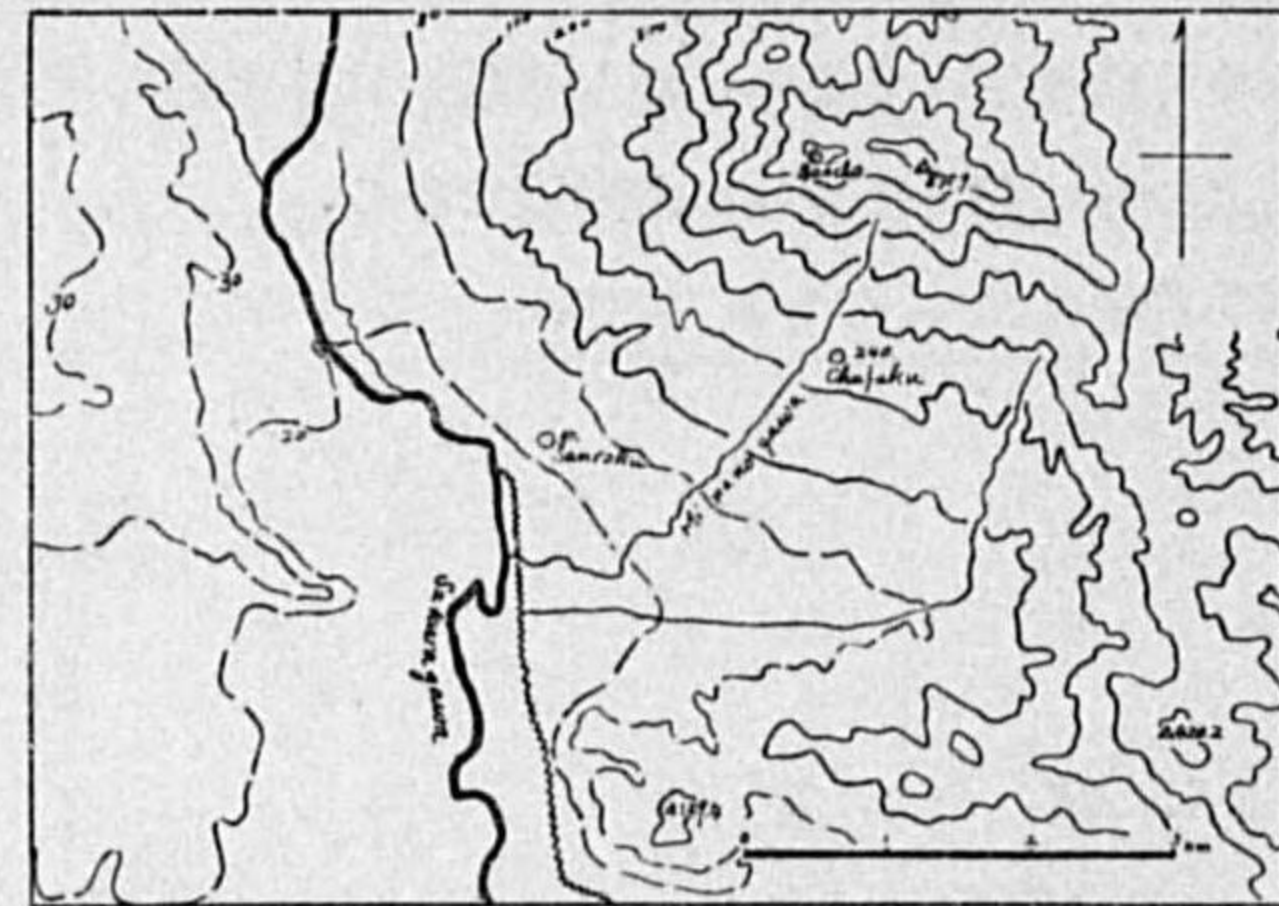
		山谷風日變化の統計的结果 (回数)																					
起時		4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	不明		
谷風初期	2	2	4	6	18	14	7	5	2	1	9	15	9	5	3						9		
谷風終期						1	3	2	1	6	7	5	1	2							5		
谷風最强						5	7	10	3	12	12	5	5	1	2						5		
山風最强									2	2	1	2	3	3	9	18	9	2		2	14		
氣温最高								1	4	2	8	26	12	6	1						1		
腹籠									2	4	11	23	23	1	1						1		
										3	12	22	18	4	1						1		

谷風 (WSW) は 8 時前後に始まり 15 時に終り、次いで山風 (ENE) が始まり 18 時頃に最強になる。山谷風の方向として前報と同じに N 40.5 E を用ひた。これは氣温變化と一致する方位であるが、

(1) 福田喜代志：山谷風に就いて、氣象集誌。第 2 輯，第 15 卷，第 2 號。
 (2) Friedrich Laischer：Pilotballonbeobachtungen in Gailtal. Met. Zeit. June 1934.
 E. Ekhardt：Zur Aerologie des Berg-und Talwindes. Beitr. z. Phys d. fr. Atm. 18, 1, 1932.
 (3) T. Okada and T. Yamada：On the effect of topography on the diurnal variation of wind direction. Geophysical Magazine. Vol. I.
 (4) 岡田武松：氣象學礎石 (上卷)，413 頁。

山風谷風の轉換時は氣温最高起時より1時間の遅れがある。これにつき後述の如き風の日變化のベクトルダイヤグラムから一層適確な結果が得られた。山風の最強時に當り同地方に天候の變り目等に山風と約同じ方向の強風が發達する事がある。これはこの度の統計で山頂の風と比較して快晴のときは一般に出現せぬ事が分つた。然し通常の日變化の場合はこれが山谷風と重複して特有な風を経験することもある。

第1圖



(ii) 山頂の風速に及ぼす山谷風の影響 谷風の場合山頂附近で起る上昇氣流により風速に障礙を與へる事は考へられる。筑波山頂の風速を方向別時間別につき、自由大氣の標準状態と假定せる館野高層氣象臺の上層氣流觀測の同時刻 800-900 m の風速⁽¹⁾と比較してみた。

山頂風速は日中⁽²⁾に減少を示す事は知られてゐるが快晴の場合には一層顯著となる。又山體附近で強熱されて上昇する氣流の大氣に與へる攪亂を推測する事が出来る。SSW-SW は天候に拘らず觀測所附近の崖の妨碍の大なる方向で谷風の影響を凌駕してゐて晴曇で差が示されない。

(iii) 山雲にも亦山谷風の影響が認められる。第2

第2表

表は山頂夏季の霧の日變化である。9-10 時には雲海が山頂附近に達し谷風に吹き上げられる爲に山頂の霧の去來は激しい。日中上昇氣流は山頂近くで反轉するので霧粒は山頂より全く遠ざかる。雲が全く山を包圍する場合でも風穩かにして雲が左程厚く無い場合は幾分の上昇氣流あるらしく山頂の地面近くに霧粒は無くなり霧は地面より相當上層に離れるが、山頂より數十米降ると濃密なる霧の吹き上げてゐるのを見出す。霧中の山頂の氣温變化の平均は第2表の5列目にあり1時間に於ける變化である。毎時 0.2°C 程度の上昇として霧粒の落下速度は實測によると大きいもので 0.1 m/sec (半径 27 μ) 程度であるから、これ以上の上昇氣流の存在が知られ一般快晴のときは山頂の

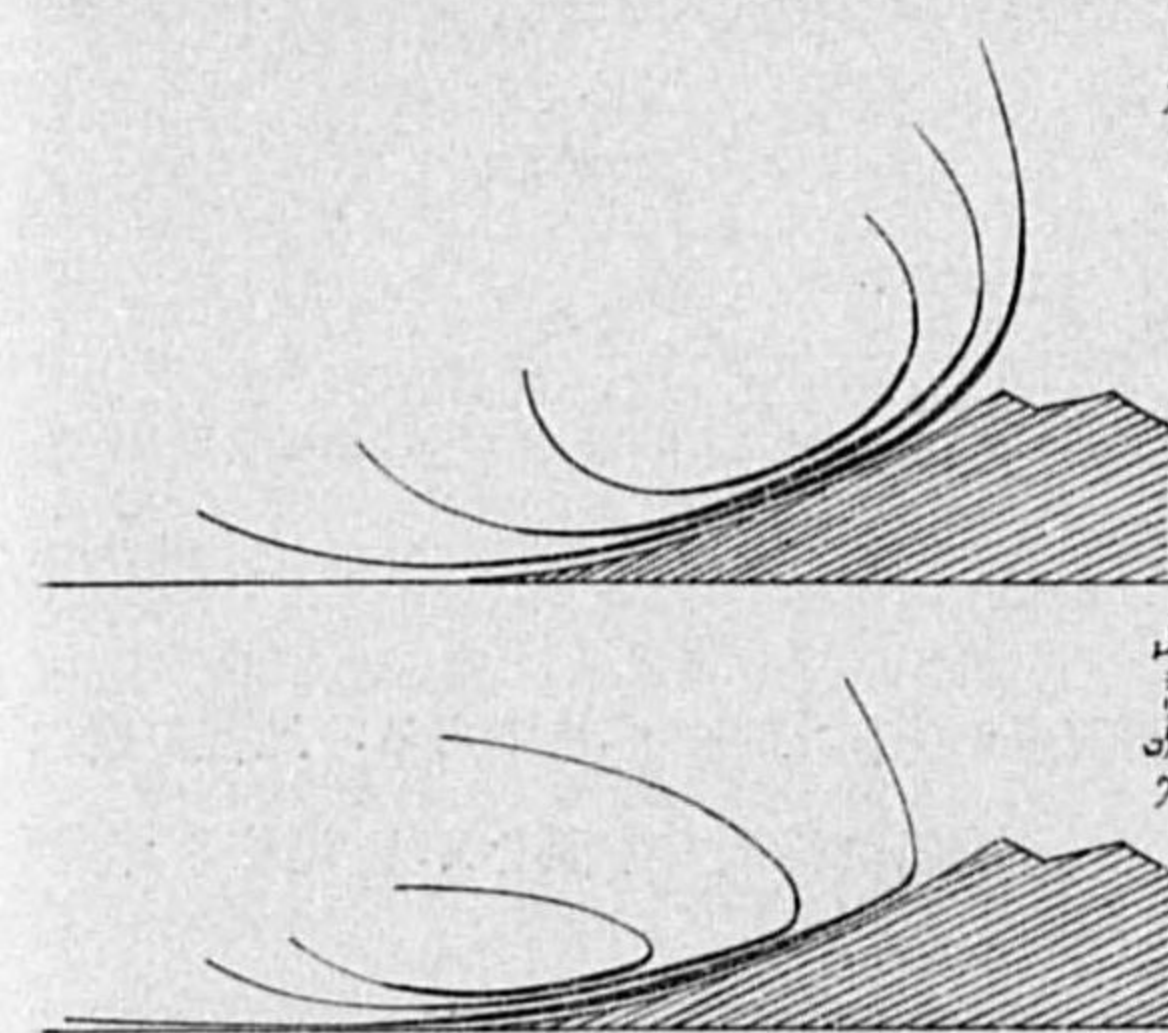
時刻	霧回数			霧中、 温度變化
	總回数	發生	消散	
5	258	13	14	-0.2
6	255	14	17	0.1
7	245	10	19	0.1
8	255	21	11	0.4
9	264	27	18	0.4
10	274	32	21	0.6
11	279	15	29	0.6
12	242	19	32	-0.1
13	229	12	22	-0.1
14	224	15	21	-0.2
15	227	13	10	-0.2
16	226	19	21	-0.1
17	238	22	12	-0.2
18	249	34	23	-0.5
19	253	19	16	-0.4
20	244	15	24	-0.2
21	250	20	14	0.1
22	252	17	21	0.1

(1) Alfred Roschkott: Der Wind auf Berggipfeln und in der freien Atmosphäre. Met. Zeit. 1934, Oktober.

(2) 岡田武松: 氣象學 (上卷), 208 頁.

氣温變化は毎時平均 2-4°C にも及ぶからその場合の上昇氣流は想像される。谷風の時期を過ぎ山風が始まると霧は山に親しみ地面附近でも霧は濃密になる。氣流は山に向つて集中することが分る。それで傾斜面風の一般的氣流形は實驗から考へても第2圖の如くになると考へられる。

第2圖



第3表

時刻	氣温變化毎時			地温變化 1時間毎 山頂	氣地温差
	山頂	中腹	山麓		
1	0.1	-0.6	-0.2		
2	0.0	-0.4	-0.3	-0.5	-1.5
3	-0.1	-0.5	-0.2		
4	-0.2	-0.5	0.0	-0.3	-1.1
5	0.1	-0.1	0.0		
6	0.4	-0.2	0.3	0.2	-1.2
7	1.1	1.9	2.3		
8	1.3	1.9	1.4	1.2	2.2
9	1.7	3.0	1.3		
10	1.6	3.5	1.8	5.6	5.4
11	0.9	1.7	0.6		
12	0.8	0.7	0.7	7.8	9.0
13	0.5	1.1	0.6		
14	0.5	0.6	0.5	-2.2	9.9
15	0.5	0.1	-0.2		
16	-1.0	-0.5	-1.0	-5.0	0.9
17	-1.6	-2.6	-2.0		
18	-1.8	-1.8	-1.8	-3.1	1.2
19	-1.0	-1.3	-0.9		
20	-0.4	-1.0	-0.4	-2.3	1.0
21	-0.2	-0.8	-0.3		
22	-0.3	-0.5	-0.3	-0.7	0.0
23	-0.2	-0.6	-0.2		
24	0.0	-0.6	-0.2	-0.8	-0.7

谷風は山頂近くで旺盛なる上昇氣流となり相當高所に及び周圍に發散して消失するが山風は山麓近くでも強く水平距離も谷風より遠くに及ぶが高さは低い。

(ii) 地温と氣温 山頂雲量 0, 風速 2m/sec 以下の場合につき氣温及び地表温の變化, 氣温と地表温の差につき平均を求めた (第3表)。

地表温が氣温より著しく高い場合谷風は發達する。然し山風の始まる 16 時以後では僅かながら地表温は氣温より高くなつてゐるが氣温は下降し空氣の放熱により山風は發達することが明らかである。即ち傾斜面風は氣温の時間的變化と密接な關係にあるを知るべきである。

§3. 快晴なる日に於ける山麓の風の日變化

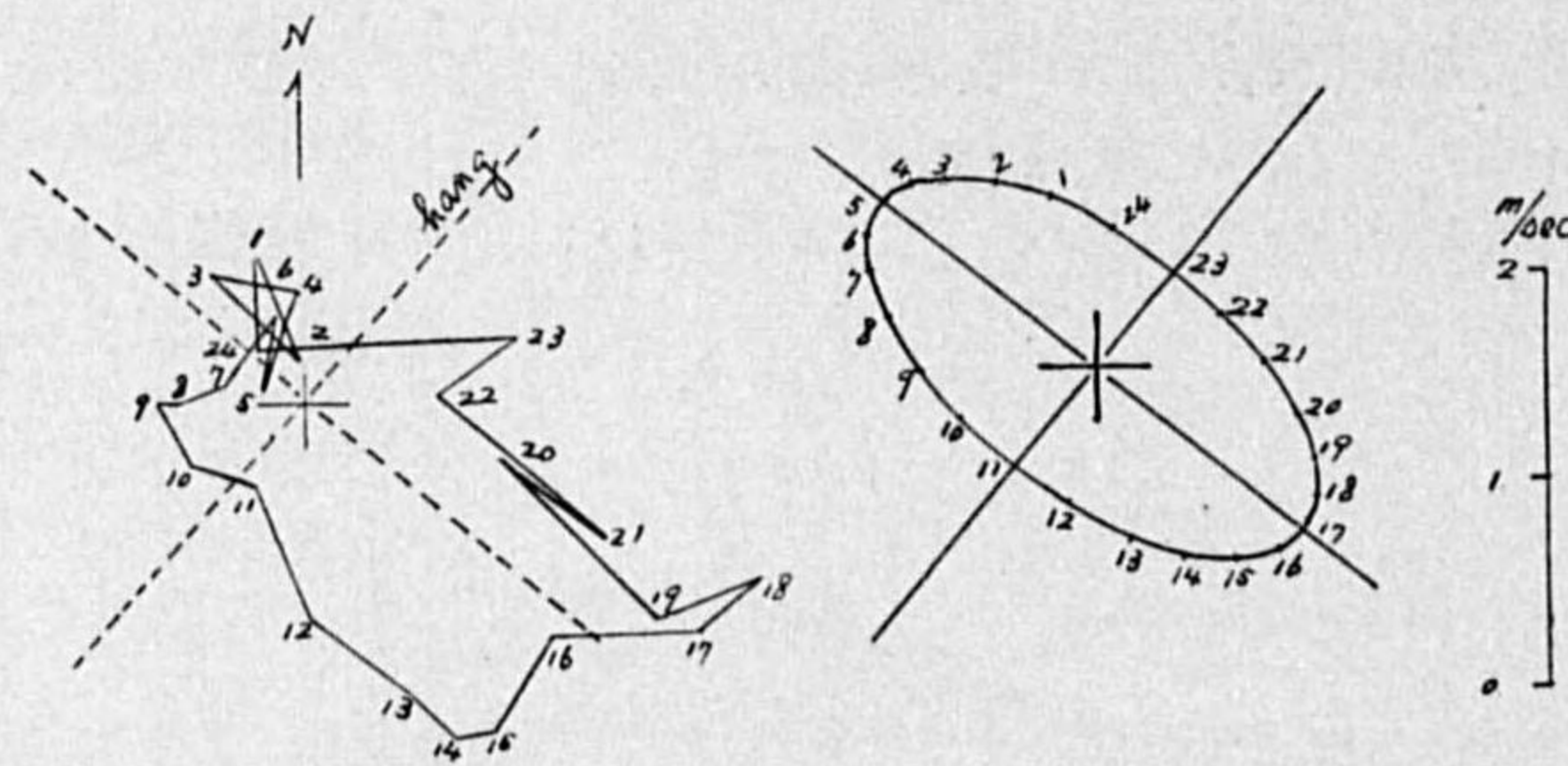
(i) 傾斜面の方向では氣温變化と密接な風のあることは知られるが山風谷風の轉換期にあたり傾斜面風と直角の風が最強になる。前回の調査のとき藤原先生の御指示もあつたので⁽¹⁾山麓の風の日變化のベクトルダイヤグラムを作つた (第3圖)。資料は快晴で山頂風速 2 m/sec 以下が數時間続いた場合の山麓の風を 1934-1936 年につき 50 回を撰んだ。これは明瞭な反時計廻りの日變化をしてゐる。早朝には穩かな北西風であるが次第に西に廻り 11 時には斜面を昇る風となり 16 時頃には南東の傾斜面の方向に直角な風で風速は最強⁽²⁾となり漸次傾斜面を下方に向ふ風に變じ夜半より北よ

(1) 藤原咲平: 山風, 谷風その他. 山岳. 昭和 11 年 1 月.

りの穏風になる。これを各々の分速につき調和分析して見ると一つの楕圓が得られ一日週期のもの、主軸は山の傾斜面の方向と一致する関係にあることが示された。

即ち得られた楕圓の長軸の方向 (N 50°9 W) は男體山頂と山麓観測所とを結ぶ方向 (N 40°5 E) と略直角であるから短軸の方向は山の傾斜面の方向と全く一

致すると考へられる。これは起時と方向より考へて傾斜面風の方向であるべきである。比較的爲に山麓の一般平均の風につき同様な楕圓を作つた (第 4 表)。振幅は楕圓の半径を示し風速は 米/秒



第 3 圖

第 4 表

主 軸	観測間隔	一 日 週 期						半 日 週 期						
		振幅	方位	起時	振幅	方位	起時	振幅	方位	起時	振幅	方位	起時	
快	山麓風速	每時	1.23	N 50°9 W	4.9	0.59	S 39°1 W	10.9	0.17	S 67°5 E	2.0	0.28	S 22.5 W	5.0
	山頂回数	時	0.043	S 7°3 E	2.9	0.003	S 82°7 W	8.9	0.04	N 81°5 W	23.0	0.29	S 8°5 W	2.0
平	山頂風速	四時	0.10	N 35°8 W	4.5	0.04	S 54°2 W	10.5	0.07	S 65°5 W	1.2	0.01	N 24°5 W	4.2
			0.37	N 64°0 W	6.3	0.15	S 26°0 W	12.3	0.39	S 74°3 W	0.9	0.08	N 15°7 W	3.9
均	山麓風速	回数間	0.28	S 89°5 W	7.9	0.23	S 0°5 W	13.9	0.22	S 77°2 W	23.8	0.06	S 12°8 E	2.8
			0.71	N 81°2 W	7.3	0.29	S 8°8 W	13.8	0.41	S 65°3 W	0.3	0.26	S 24°7 E	3.3
気圧変化より		毎時	0.48	W	4.1	0.84	N	10.1	0.41	S	0.1	0.39	W	3.1

風向回数は % で示す。表の一段は第 3 圖と同じものである。二段はそれと同時に山頂の風向回数で平均よりの偏差が日中には北よりを示し山麓と反対気流になるのは注意すべきであるが上昇気流による妨碍により表はれた偏差と見るべきである。

平均のものゝ結果は山麓は山頂に比較して振幅が大であるが快晴のときのみの結果と比較すると変化の傾向としては類似してゐるが其の勢力は相殺されてゐる。半日週期のものはこの関係は異なり相互に大差無いのみならず快晴のときの場合の振幅が平均の場合より少なくなつてゐる。参考の爲平均気圧日変化より地球を一周する大氣の波動としての風を推算⁽¹⁾して見たが一日週期のものにつ

(1) H. Hergesell: Die täglichen Wellen der meteorologischen Elemente in der Atmosphäre.

きては全く異つた結果であつて半日週期のものに対しては回轉の方向振幅につき近似してゐて全く同じものまでは云はれないがこれに近いものである。

(ii) 山麓では晴天の場合等には時間に依つて風向が定まつて終ふのであるが、その変化は傾斜面風の谷風の開始時間の變化にも良く表はれる。谷風は早朝よりの静穩の後に西よりの風で始まる。その上開始時間が早い程北に寄り次第に南に轉ずる。

開始時刻	4,5	6,7	8,9	10	11,12
風 向	NW-WNW	WNW	WSW	SW	S

10 時以前に開始したものについては其の 80% の場合は夜半より數時間の静穩が繼續して急に谷風が出現し其の他の場合は朝まで東よりの山風が續いてゐて谷風に變る。即ち當地方の山谷風の場合朝風は顯著な現象であるが夕風は存在しない。

§ 4. 山谷風の理論的考察

(i) 地上風の日變化の示すベクトル圖が楕圓になり其の短軸の方向に於ける分速が気温の時間に関する變化の日變化と略一致する。然るときは長径はこれと $\frac{\pi}{2}$ の位相の遅れあり気温の日變化と位相が一致しなければならぬ。實際は気温變化より 2 時間弱程遅れて気圧變化と大約一致してゐる。これ等の關係は次の様な假定から概算する事が出来る。山の傾斜面の加熱により惹起された傾斜面風は山麓近くの空氣を斜面近くの薄層を通じ高層に運び山麓附近は空氣の密度が減じ其の補充が四圍より行はれるのであるがこの場合左右からの空氣の補充量に差異あれば傾斜面に直角な一方の風のみが發達する。これが谷風の續く限り加速され谷風の終期には最強となり山風が始まれば密度の差異は次第に埋積されこの傾斜面に直角である風は減速され埋積の完了と共に風向は反対になり山麓の空氣密度は次第に大となる。かくて風速は気温變化の旺盛な期間にのみ發達⁽¹⁾するのであるから、筑波山麓では傾斜面の方向に直角な方向であり、晝間に發達する方向である南東に於いて風速は大で北西風は気温變化の少い夜間であるから勢力は弱い。この場合山體を斜面近くの空氣の薄層を含めて一つの週期的 sink と考へる事が出来る。

今二次元の場合水平方向に x, y 軸をとり

$$\dot{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p, \quad \frac{\dot{p}}{\rho} + \nabla v = 0, \quad RT = \frac{p}{\rho} \dots \dots \dots (1), (2), (3)$$

山の傾面より少しく離れた所では気温は場所に關して一定と見られるから

$$\log \rho = \phi$$

と置き、(1), (3) 式は

$$\dot{v} = -RT \nabla \phi \dots \dots \dots (4)$$

(1) 岡田武松: 氣象學 (上卷), 206 頁.

(2), (4) より

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = RT \nabla^2 \phi$$

表面波の場合の解を適用して, c を音波の速さとする

$$\phi_1 = A_1 e^{i\alpha_1 (t \pm \frac{y}{c})}, \dots \dots \dots (a)$$

$$\phi_2 = A_2 x e^{i\alpha_2 (t \pm \frac{y}{c})}, \dots \dots \dots (b)$$

$$\phi_3 = A_3 e^{\pm r x + i\alpha_3 (t \pm \sqrt{\frac{r^2}{\alpha^2} + \frac{1}{c^2}} y)}, \dots \dots \dots (c)$$

$A_1, A_2, A_3, r, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ は常数.

x 軸を傾斜の方向にとり, y 軸をこれと直角にとつて, 山脈の場合解 (c) を適用して

$$u = \pm \frac{i r c^2 A_3}{\alpha} e^{r x + i\alpha (t \pm \sqrt{\frac{r^2}{\alpha^2} + \frac{1}{c^2}} y)}, \quad v = \mp A_3 c^2 \sqrt{\frac{r^2}{\alpha^2} + \frac{1}{c^2}} e^{r x + i\alpha (t \pm \sqrt{\frac{r^2}{\alpha^2} + \frac{1}{c^2}} y)}$$

即ち山脈の方向に傳播する波動としての風の週期的變化を示し其の傾斜の方向とこれと直角の方向では位相の相違が $\frac{\pi}{2}$ であることは實測と一致し, 従つて定點の風位の變化は x, y を主軸の方向として楕圓を描くべきである. 山の斜面は x の適宜の點にあり x の方向に平野が続いてゐるとすると風の變化の振幅は傾斜面を離れるに従つて少くなる. 兩側に山脈のある谷の場合は

$$u = \mp (A_3 e^{r x} - B_3 e^{-r x}) \frac{i r c^2}{\alpha} e^{i\alpha (t \pm \sqrt{\frac{r^2}{\alpha^2} + \frac{1}{c^2}} y)},$$

$$v = \pm (A_3 e^{r x} + B_3 e^{-r x}) c^2 \sqrt{\frac{r^2}{\alpha^2} + \frac{1}{c^2}} e^{i\alpha (t \pm \sqrt{\frac{r^2}{\alpha^2} + \frac{1}{c^2}} y)}$$

y 方向の分速の位相は密度變化の位相に一致してゐるので y 軸を谷の方向に取つたのである.

解 (b) の場合細長い谷の兩側に等しい sink があるとして $x=0$ を谷の中心にとり a を谷の幅とすると

$$\phi = A_2 a e^{i\alpha (t \pm \frac{y}{c})}$$

解 (a) と同じになり

$$u = 0, \quad v = \mp C' e^{i\alpha (t \pm \frac{y}{c})}$$

密度の變化だけで谷に沿ふ小風が發達する場合に適用される.

(ii) 風と密度の實測した例 上の計算で密度の變化は谷に沿ふ風の分速の變化と一致する. 山麓にて山谷風がよく發達したと思はれる日の實例として昭和 11 年 8 月 19 日, 20 日の値を圖示した (第 4 圖). NW-SE 分速は密度に SW-NE 分速は密度の變化に一致せる關係にある. 一般の日變化を消去する爲に密度は山麓の値と同時の水戸の値との差を用ひ一層良好な結果が得られた.

水戸の値を山の無い場合の標準の日變化と假定したものである.

§ 5. 結 論

筑波山麓沼田觀測所の地上觀測より得られた山谷風につき

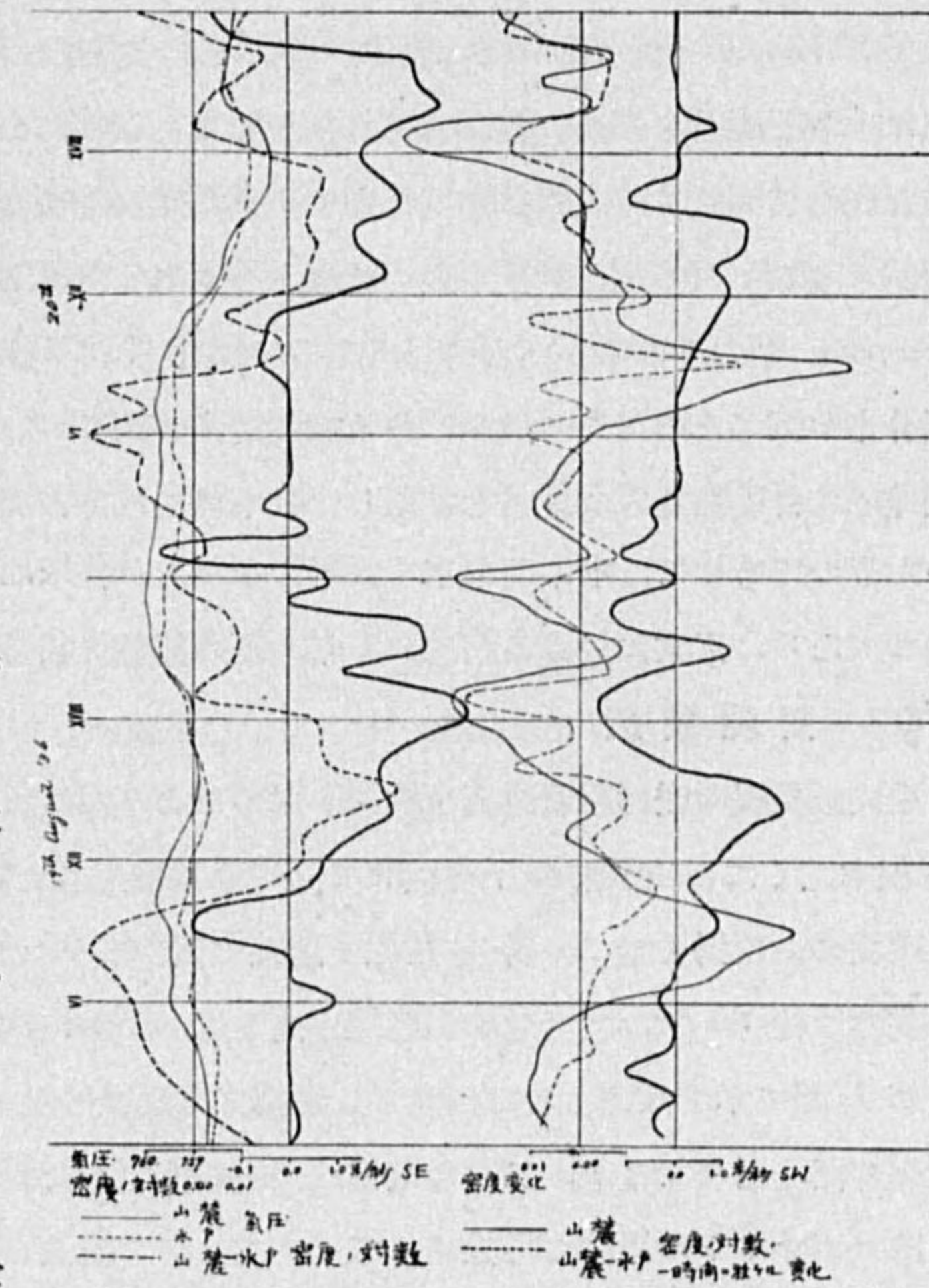
- (i) 快晴の日の風の日變化のベクトル圖は楕圓形をなし長軸は完全に谷に沿ひ短軸は傾斜面の方向に一致する.
- (ii) 短軸方向の分速は大氣密度の時間に関する微分係數に一致し密度變化の負の極が傾斜面を昇る風 (SW) の最強に當る.
- (iii) 長軸方向の分速は密度と一致し密度の最少のとき南東分速が最盛となる.
- (iv) 風速の最強は日中の南よりの風に現はれる 3-4 m/sec である.
- (v) 夜半より靜穩となり朝風は顯著であるが夕風は存在しない.

山頂に於ては傾斜面風の影響が顯著である

- (i) 霧の頻度は谷風の強い 9-11 時及び山風の發達し始める 15-18 時に 1, 2 時間だけ繼續するものが多く, 日中は霧の回数は少く雲の中でもその時刻には山頂だけ霧が無くなる.
- (ii) 山頂の風速は自由大氣中の風速に比較して夜間或は曇天のときより谷風の發達する晴天の日中に於て甚だ減少する.

終りに望んで本稿上梓に當り文献の参照に多大の御援助を容れざりし竹田建二氏, 代讀ください種々御教示された櫻庭信一氏, 並に調査に際して御後援くださった沖住雄氏に深謝します.

第 4 圖



雷雲下のアンテナ-アース電流

會 根 喜 一 郎

§ 1. 緒 言

雷雲の電氣に関しては 18 世紀の初め頃, 電光・雷鳴の研究から着手せられ, ついで Franklin

の有名な紙薦の実験がなされたが、近年に至り雷雲の電気分布に関し G. C. Simpson 一派⁽¹⁾と C. T. R. Wilson 一派⁽²⁾との間に論争が幾度となく繰返された。C. T. R. Wilson は實測を説明する爲に水滴感應説を唱へ、雷雲は雲頂に正電気、雲底に負電気があるといふに反し、G. C. Simpson は雲底の前面近くに正電気の塊があり、負電気は雲頂等に散らばつてゐるといふのである。日本の雷雲を實測した抜山、能登兩氏⁽³⁾は海上で発生した雷雲は Wilson 型だが、山に起源をもつ雷雲は Simpson 型であるらしいと述べてゐる。最近 G. Simpson は探測気球を飛ばせて直接雷雲内の電気分布を調べたのでこの問題はある程度解決の緒についたかの感がある。本研究は G. Simpson が気球に取付けた簡単な装置を使用し、日本に於ける雷雲及び驟雨雲等の電気分布を調べる目的で初めたものであつて、本年は東京 1 箇所でやつたが将来は數箇所に装置を設け同時觀測を行ひたいと思つてゐる。東京に於ける昭和 13 年の夏の觀測材料も集まつたので報告する次第である。

§2. 實驗装置

中央氣象臺の暖房用煙突高さ約 30 米の頂より 18 番 7 箇燃り銅線(直径 2.65 耗)を下し煙突の根本近くにある水槽の下を借りて器械を設置したが、8 月初旬部屋移轉の爲、同じ煙突の頂より現在の雷雨掛まで 18 番 7 箇燃り銅線を張つてアンテナ線とし、器械は窓際に設置した。煙突の高さは約 30 米、アンテナ引込線の高さは 6.9 米。この水平距離は約 63 米であつた。記録装置は第 1 圖に示す如きものであつて、廻轉する圓盤の上に電解液を浸した紙を載せこの紙に二本の電極が軽く觸れてゐる。二つの電極は先端は鐵ピンで造り臺とはエポナイトの短棒で絶縁されて夫々アンテナ線及びアース線に繋ぐ。この圓盤は古時計の針の代りにはめ軸とは摩擦によつて固定する。はじめ 1 時間廻しでやつたが後短針の軸に固定する圓盤も作り 12 時間に 1 廻轉する事も出来るやうにした。電解質の溶液は次に示す處方に従つて造つた。

黄血鹽	5 瓦	グリセリン	60 瓦
硝酸アンモニウム	100 瓦	水	300 瓦

電解液を浸す紙には、鳥の子、美濃紙、吸取紙、改良半紙等色々試験して見たが、結局直径 9 釐の濾紙を使用するのが一番よい事が分り、之を全期間使用した。

- (1) 例へば、G. C. Simpson: Phil. Trans. A 209, 379-413 (1909), Proc. Roy. Soc. A 114, 376-401 (1927). S. K. Banerji: Quart. Journ. 56, 305-334 (1930), Phil. Trans. 231, 1-27 (1932).
 (2) 例へば、C. T. R. Wilson: Phil. Trans. A 221 73-115 (1921), Journ. Frankl. Inst. 208, 1-12 (1929). B. F. J. Schonland & J. Craib: Proc. Roy. Soc. A 114, 229-243 (1927). B. F. J. Schonland: Proc. Roy. Soc. A 118, 233-251 (1928), E. C. Halliday: Proc. Roy. Soc. A 138, 205-229 (1932).
 (3) D. Nukiyama & H. Noto: Jap. Journ. Astr. Geophys. 6, 71-81 (1928).

第 1 圖



§3. 測定方法の吟味

電解溶液に電流が通る時 Prussian Blue の沈澱が出来る。この量は通過した電氣量に比例する筈であるが、圓盤は中心の廻りに一様に廻るのであるが電流の強弱に従ひ紙面に記す幅に太い細いが出る。1 時間廻し及び 12 時間廻しの圓盤に對し電流の強弱と幅との關係を求めて見ると、0.1 mA 迄の電流では兩者共略直線關係が成立ち、60 μ A に對して 0.5 耗の幅を畫く事が分つた。これから逆に記録の幅を見る事によつて通過した電流の強さを大體推算する事が出来た。

その電解溶液にも缺點はあるので、例へば電流の流れてゐない時でも二つの電極に細い線を書くことがあるのであつて、液が古くなると記録されたものが果して電流によるものであるかどうか判別のし兼ねる場合もあつた。

ここに用ひたアンテナは金屬部分が全然大氣の電場中に露出してゐるのであるから、アンテナ-アース間の電流は強電場内に於ける尖端放電による電流のみならず、急激な電場變化による容量電流や雨滴の電荷による電流等の加はつたものであらう⁽¹⁾。併し乍ら今はこれらを詳しくは議論しないで單に電流は主として尖端放電によるものであると考へて以下の議論を進めやう。

§4. 實驗結果

平日雷雨のない場合は此の装置に感ずる程の電流は流れない。雷雨その他の場合の例を圖版第一に掲げる。外側の圓弧はアース側の電極によつて畫かれ、負電場の場合であつて、内側はアンテナ側の電極によつて畫かれ電場が正の場合である。時には電極をすらせて一枚の紙を幾回にも使用した。

(i) 7 月 31 日の雷雨

6 時の天氣圖に依れば高氣壓は北海道東方海上にあり、低氣壓は 748 耗のものが支那東海に、760 耗のものが三陸沖にあつた。東京では朝空模様怪しく午前中にも雷鳴を聞いたが、午後 2 時 50 分頃本郷區曙町で再び雷鳴を聞き慌てて氣象臺に行き古い用紙を取換へる準備をしてゐるとアンテナ線とアース線の間火花が飛び危険だつたのでその儘廻す。記録は 15^h23^m—16^h11^m アース線正、アンテナ線負で電場の符號は負である事が分つた(圖版第一第 2 圖参照)。尙本臺に於ける雷鳴の時刻、強度、方向は次の通りである。

$$T^{\circ}N15^{\circ}34^m - T^{\circ}N15^{\circ}39^m - T^{\circ}Z15^{\circ}43^m - T^{\circ}Z15^{\circ}45^m - T^{\circ}N15^{\circ}48^m - T^{\circ}NW15^{\circ}50^m$$

尙この雷は 14 時頃浦和市附近に発生したもので、東京市及び近郊に於ける雷雨報告を次に示す。

浦和	T ^(WSW) 14:00—16:00, (NW)	六辻	T ^(SW) 14:30—15:30, (S)	南永井	T ^(SE) 14:45—15:30, (NE)
武蔵境	T ^(NW) 15:02, (NW)	本臺	T ^(NW) 15:35—15:52, (NW)	兩國	T ^(W) 15:00—16:00, (W)

(ii) 8 月 22 日の雷雨

6 時の天氣圖に依れば 764 耗の高氣壓は三陸沖にあり、高壓部の中心線は本州太平洋岸附近を東

- (1) H. Noto: Proc. Phys.-Math. Soc. of Japan. 15, 344-365, 449-462 (1933).

北東より西南西に走つてゐた。朝より曇勝ちで雨が降つたり止んだりしてゐたが 9 時半前に東京市南西近郊に雷雨が発生し、主として北方に時速約 35 軒で進行した。中央氣象臺に於ては雷鳴は聞えなかつたが電氣的な記録は書いてゐた。

9^h.53^m—56^m アース正, アンテナ負. 電場は負.
10^h.20^m—11^h.61^m (?) " 正, " 負. 電場は負らしい.

東京に於ける雨の記録は

⊙^(fd) 9^h.56^m—⊙^(fe) 10^h.00^m—⊙^(fd) 10^h.05^m—⊙^(fe) 10^h.10^m—15^m

又その後 20 時過東京市北西方に発生し東京灣に去つた局所的な弱い雷雨があつた。この爲に電氣的記録は次の様に記した。(圖版第一第 3 圖参照)

20^h.18^m—55^m アース正, アンテナ負. 電場負.
21^h.03^m—20^m " 正, " 負. " 負.

即ちこの雷雨の際に電位傾度は負であつた。

宮前 ^(NE) ^(NW) T²⁰.10—21.45, 膝折 ^(E-SE) ^(W) T²⁰.25—22.00, 目黒 T²⁰.30—21.40
京北 ^(Z) ^(SW) T²⁰.36—22.45, 石神井 ^(SE) ^(W) T²⁰.25—23.00, 本臺 ^(E) ^(SW) T²¹.00—21.45

尙東京に於ける電光及び雷鳴の材料は次の通りである。

↘¹NW 20^h.35^m 略 2 分間隔 ↘²W 21^h.03^m ↘³SW 21^h.04^m ↘⁴SSW 21^h.06^m 15~20 秒間隔 ↘⁵SSW 21^h.35^m—1 分間隔に 21^h.40^m 迄電光をみる

(iii) 8 月 30 日の雷雨

6 時の天氣圖に依れば高氣壓は北東にあり、その高壓部の中心線は中央山脈附近にあつてゐた。752 耗の低氣壓は日本海中部に 740 耗の颱風は小笠原方面にあつた。關東地方は朝來曇勝ちで所々微雨を降らせてゐたが、7 時前千葉市北西方に雷雨が発生し東京市を経て埼玉縣越ヶ谷附近迄達した。東京近傍各地の雷雨状況を次に示す。

千葉 ^(NW) ^(NW) T⁶.50—7.20, 船橋 ^(E) ^(Z) T⁷.05—7.45
本臺 ^(SE) ^(W) T⁷.15—7.45, 目黒 ^(NE) T⁷.30—不明

この雷雨の爲に自記器は下の通り記録した。(圖版第一第 4 圖参照)

7^h.12^m—7^h.25^m アース負, アンテナ正. 電場正.
7^h.54^m—8^h.34^m " 正, " 負. " 負.

之に依ればこの雷雲は前面では正電場、後面で負の電場であつた事が分る。

東京に於ける雷雨観測は次の通りである。

T¹SE 7^h.15^m, T²7^h.16^m, R¹SE (光-音 15 秒) 7^h.18^m, T¹SE 7^h.25^m, R¹NW (光-音 15 秒) 7^h.27^m, T¹SE 7^h.36^m, R¹SSW (光-音 10 秒) 7^h.40^m, R¹SSW (光-音 10 秒) 7^h.42^m, T¹S 7^h.45^m

この日その後驟雨は屢、東京を襲つたが、雷雨は東京市西郊に 12 時半頃発生し北西に進行した

ものがあつた。

府中 ^(Z) ^(W) T¹².30—13.05 立川 ^(SE) ^(SW) T¹².30—13.00

この時中央氣象臺では雷鳴は聞かなかつたが、この間自記器は次のやうに記録した。(圖版第一第 5 圖参照)

11.15^m—30^m, アース正, アンテナ負. 電場負.
12^h.05^m—50^m, " 正, " 負. " 負.

これを遠雷によるものと考へれば、この雷雲は負の極性を持つてゐたらしい。

(iv) 8 月 31 日颱風前面の電場

8 月 28 日頃南鳥島附近に発生した颱風は初め北北西後北北東に進行して 9 月 1 日 3 時頃東京市西郊を通過したが、この通過時の數時間前にこの自記器に影響があらはれた。(圖版第一第 6 圖参照)

22^h.10^m—30^m アース正, アンテナ負. 電場負.

この記録は併し乍ら果して颱風に依るものであるかどうかは判然とはしない。他にも原因が存在するのかも知れない。

(v) 9 月 7 日の遠雷

6 時の天氣圖に依ればエトロフ島附近に 744 耗の颱風があり、750 耗の低氣壓はパシー海峽の東方洋上に在り 759 耗の副低氣壓は播磨灘附近にあつて、不連続線は九州東海岸よりこの副低氣壓を経て遠州灘より原町附近迄延びてゐた。雷雨はこの日 3 時過中央氣象臺の東南方に發現したらしく、雷鳴は聞かなかつたが電光が見えた。

↘^{SE} 3^h.09^m, ↘^E 3^h.57^m

この際自記器にも多少痕跡らしいものが現れた。(圖版第一第 7 圖参照)

2^h.45^m—3^h.10^m アース負, アンテナ正. 電場正.

これを遠雷だと考へれば、正の極性を持つた雷雲であつたらしい。

§ 5. 結果に對する議論

昭和 13 年に於ては 3, 4 月頃より雷雨が東京に屢、襲來し雷雨活動の激しさを豫想させたが 6 月末より 7 月初旬に至る大雨をはじめ雨量多く、今夏は氣温低く従つて雷雨の活動も弱勢であつた。唯 1 回 8 月 15 日未明に発生した雷雨は強かつたがこれは記録をとり損ねたので、記録し得た雷雨は皆弱いものであつた。次に記録のとれた雷雨の概要を表記する。

月 日	雷 鳴	發 生 地	發 生 時 刻	電 場
7 31	^(NNW) ^(NNW) T ¹⁵ .35—15.52	浦和市近傍	14 ^h 頃	負
8 22	^(E) ^(SW) T ²¹ .00—21.40	東京市北西方	20 ^h 過	負
8 30	^(SE) ^(W) T ⁷ .15—7.45	千葉市北西方	7 ^h 前	はじめ正後負

此の表に見る如く東京市附近に發生する雷雲の下の電場は弱雷では負、中雷では始め正後負であつて、Simpson の雷雲の模型⁽¹⁾を考へればよく説明される。本年度は前述の通り残念乍ら強烈な雷雨の記録がとれなかつたので、強雷の雲下ではどのやうな電場をもつものであるかは不明である。

又本年度東京に發現した雷雨は主として局部的のものが多く、日光や秩父方面から襲來してくる雷雨の充分な記録がないので雷雨の起源とその極性に關する抜山、能登兩氏の見解を確めるべくもなかつた。

又東京では雷鳴を聞かなかつたが、その近傍に雷雨が發生した場合のうち電氣的記録のあつたものを表記する。

即ち遠雷では電場は主として負だが正の場合もあつて何とも云へない。遠雷による電場が負といふ事は負の極性をもつ雷雲を意味するのであるが、この場合の電場は果して遠雷のみによるものか附近にある驟雨雲によるものであるかも不明である。

月 日	電 場	時 刻
8 22	負	9 ^h 56 ^m —10 ^h 15 ^m
8 30	負	11 ^h 15 ^m ...12 ^h 50 ^m
9 7	正	2 ^h 45 ^m —3 ^h 10 ^m

又9月1日未明東京市西郊を襲つた颱風の襲來に先だつ事數時間前に電氣的記録に反應があつたがこれは本當に颱風の影響かどうかは明かでないが、颱風による豪雨量より推定して颱風の際の雨は雷雨的な機巧をもつといふ荒川氏の所論⁽²⁾を想起しなければならない。

之を要するに昭和13年一夏の結果に於ては雷雲下及び驟雨雲下の電場の符號は日本に於てもSimpson の模型とは矛盾する結果にならぬといふ事がいへる。

最後に、色々御指導賜つた岡田・藤原兩先生並びに畠山技師に心からなる御禮を申上げると共に、種々御便宜を與へ下された小平博士、御注意を賜つた本多侃士助教授、實驗に御援助を載いた三宅技師・曾我技師・塚本助教授に御禮を申上げる。又觀測材料を載いた觀測掛の方々にも御禮申上げる。

(1) G. Simpson: Proc. Roy. Soc. A 161, 309-352 (1937).

(2) 昭和13年6月28日より7月5日に至る豪雨報告, 中央氣象臺彙報, 第14冊.

氣 温 の 豫 想 に 就 いて

高 橋 浩 一 郎

I. 緒 言

最近の目覺しい氣象學の發展と共に天氣豫報にも著るしい改革が企圖されるに到つた。總べての方法を物理的に、且今迄の定性的豫報から脱して定量的豫報に移らんと云ふ傾向になつてきた。そして此の春以來中央氣象臺豫報掛で研究された結果、或るものはかなりの成績を納めたのである。⁽¹⁾ 筆者には當時氣温の量的豫想と云ふ事が課せられ、二三調査した結果曲りなりにもかなりの程度迄行く事がわかつた。依つてその結果を此所に報告したい。此の問題は古くから霜害などと關聯して二三研究があるが、大體三つの方法が考へられると思ふ。外挿法、氣塊分析法、計算法此れである。以下此の三つの方法に別けて考へて見よう。

II. 外 挿 法

將來の豫想をなすに一番簡單なのは外挿法である。此れは或る意味では豫報の全部がさうであるとも云へるが、此處では唯幾かの時刻の氣温を知つて先の温度を豫想すると云ふ意味である。ペツテルセン⁽²⁾の等壓線の運動學的解析はまさに此の類である。然し、氣温を外挿する場合、單に直線乃至は二次式の如き簡單な式を持つてする事は出來ない。それは日變化が非常に大きく効いてゐるからである。従つて問題はむしろ日變化を利用して豫報をした方がよい事になる。

それで我々は今一つの假定を設ける。それは氣温の日變化は天氣が良くても悪くても相似的に變化する、唯その振幅が違ふにすぎない、といふ事である。従つて此れを式に示すなら、

$$\theta(t) = \theta_0(t) + A f(t) \quad (1)$$

となる。但、 $\theta_0(t)$ は日平均氣温、 A は天氣、土地の狀況で定まる常數、 $f(t)$ は一日の週期を有する或る週期函數である。これは全くの假定であるが、日變化の原因を考へれば豫期出來ない事でもな

(1) 此の事に関しては既に測候時報に簡単に紹介してある。量的豫報へ、測候時報, 第9卷, 第14-16號.

(2) S. Petterssen: Kinematical and Dynamical Properties of the Field of Pressure, with Application to Weather Forecasting. Geophys. Publik. 10, 5-92 (1935).

い。天気が良ければ日射が強いから日中の温度も上がるが、夜間は輻射が効くから冷える。此れに反し、天気が悪いと雲の爲日射が遮えぎられ日中温度は上らないが、夜間は輻射が遮ぎられるので夜間の下降も少い事になる。而して此の関係は實測からも略證明する事が出来る。

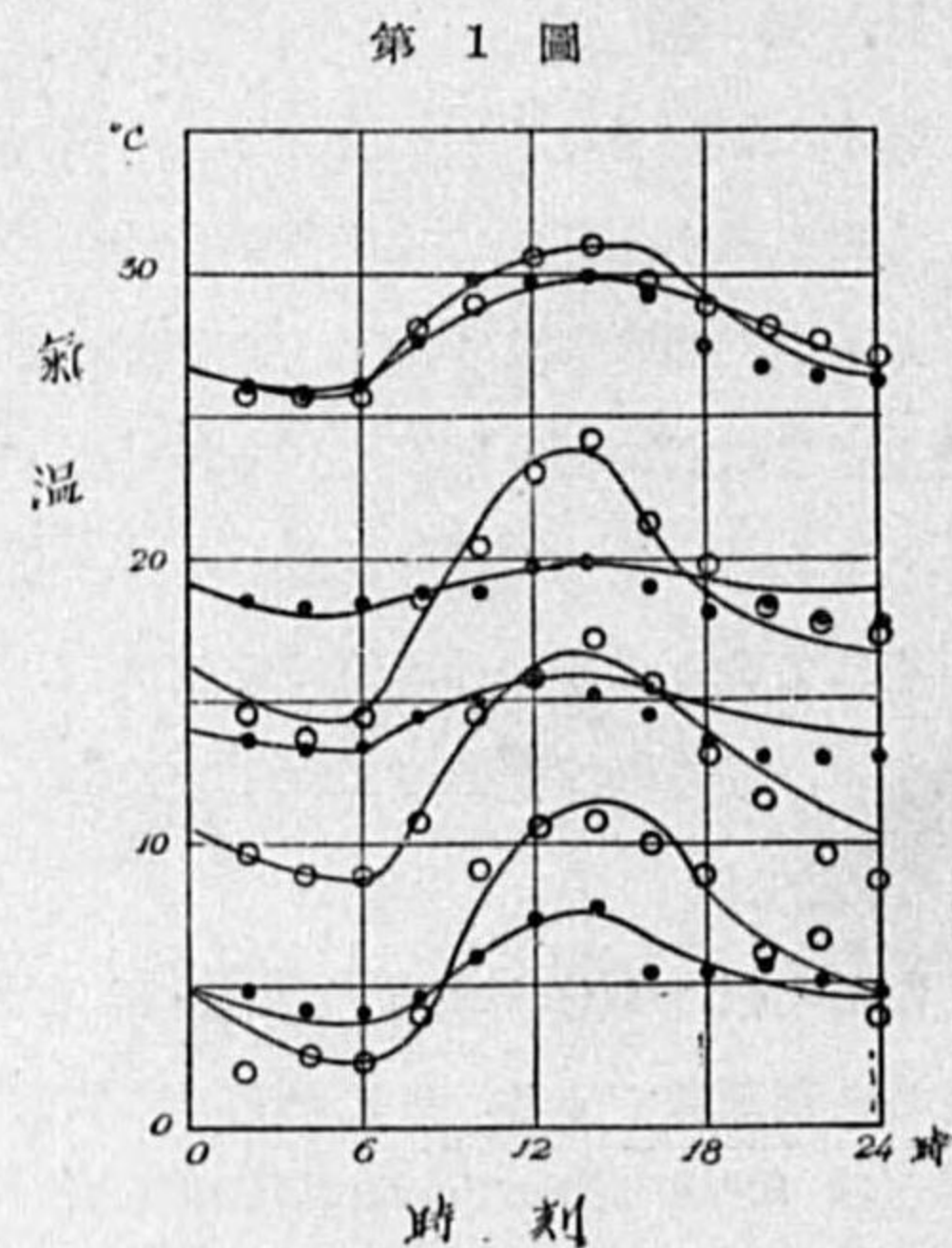
$\theta_0(t)$ は日變化以外の影響で、氣流に依る影響が主なものである。即ち北風の時は一般に冷え、南風の時は暖まる。然し、普通の場合此の影響はさして大きくないから $\theta_0(t)$ を常數と考へれば、 $f(t)$ を知つて居ると云ふ假定のもとに二つの時刻の温度から θ_0, A が求められ、その常數を用ふる事により、將來の温度が計算出来る事になる。

然らば此の假定が實際にはどれ位當嵌まつて居るだらうか。此れを調べるには $f(t)$ を定めておいて二つの時刻の氣温を知り、それを外挿した場合どれ位合ふか調べて見れば良い。それでまづ第一の仕事は $f(t)$ を求める事である。此れは比較的簡單である。即ち (1) 式の假定より $f(t)$ は一日を週期とする定まつた函数であり、唯振幅が違ふだけであるから長年の平均の日變化さへ作ればよるしい。唯注意すべきは氣温の日變化は季節、場所で異なるから、各地、各季節の $f(t)$ を求めておく必要がある。かくして $f(t)$ が判るから後は實際に當嵌めて見れば宜しい。

猶外挿に當り注意すべき點がある。それは (1) 式は決して嚴密でなく、いろいろな擾亂により日變化に多少變化があるから、あまり二つの時間間隔を短くすると此の擾亂の爲かへつて外挿の精度は悪くなるし、さればと云つて時間間隔を長くするとその間に氣塊が變化してしまふから (1) の假定が満足されなくなる。従つて兩方の條件を満足する様にするには適當な時間間隔が必要である。18 時の時はその時の觀測と 12 時の觀測、6 時の時は前日 18 時の觀測を加へて出すのが適當の様

である。今 6 時と 12 時を與へて内挿及び外挿した結果を圖示すれば第 1 圖の如くである。圖中實線は豫想した氣温の日變化、點は實測で黒は曇、白は晴の時であり晴雨に拘はらずかなり良く一致して居る事が見られるであらう。勿論これは氣塊の一定な時であり、不連續線のある時はその假定上此のままでは使用出来ない。

猶又 (1) 式を實際に使用するには第 2 圖に示す様なグラフを用ふると便利である。此れは縦軸に温度を等間隔に取り、横軸は温度を一樣な尺度でかりにとり、それに日變化の温度を記入してその點から縦軸に平行に引き、その温度に相當する時刻を書き込んだものである。今二つの時刻の氣温を知り、その時刻に相當する線上に縦軸上の尺度に依つて書き入れ、此の點を直線で結ぶと、各時刻に相當する線上でその時の温度が讀



みとれる。第 2 圖は東京の 5 月のものであるが、例へば 18 時と 6 時がそれぞれ 18°C, 14°C とすれば、12 時、24 時では 19.1°C, 15.1°C となる。此れは

(1) 式の假定から容易に證明出来る。即ち $\theta_0(t)$, A は常數と考へる故 $f(t)$ を一つの變數と考へれば $\theta(t)$ と $f(t)$ は直線の関係にある。而して第 2 圖は $f(t)$ で目盛つたと云ふ意味に外ならない故二點を與へる事により此の直線が定まり、従つて概當する時刻の温度が $f(t)$ を通じて定まる事になる。

なほ以上は一樣な氣塊内で成立するのであり、北風とか、南風が強く、氣塊の變化がある時はそのままは使用出来ない。此の場合には豫め豫想せんとする時刻にくるべき氣塊をとり、その氣温について以上の手続きをとれば宜しい。

III. 氣塊分析法

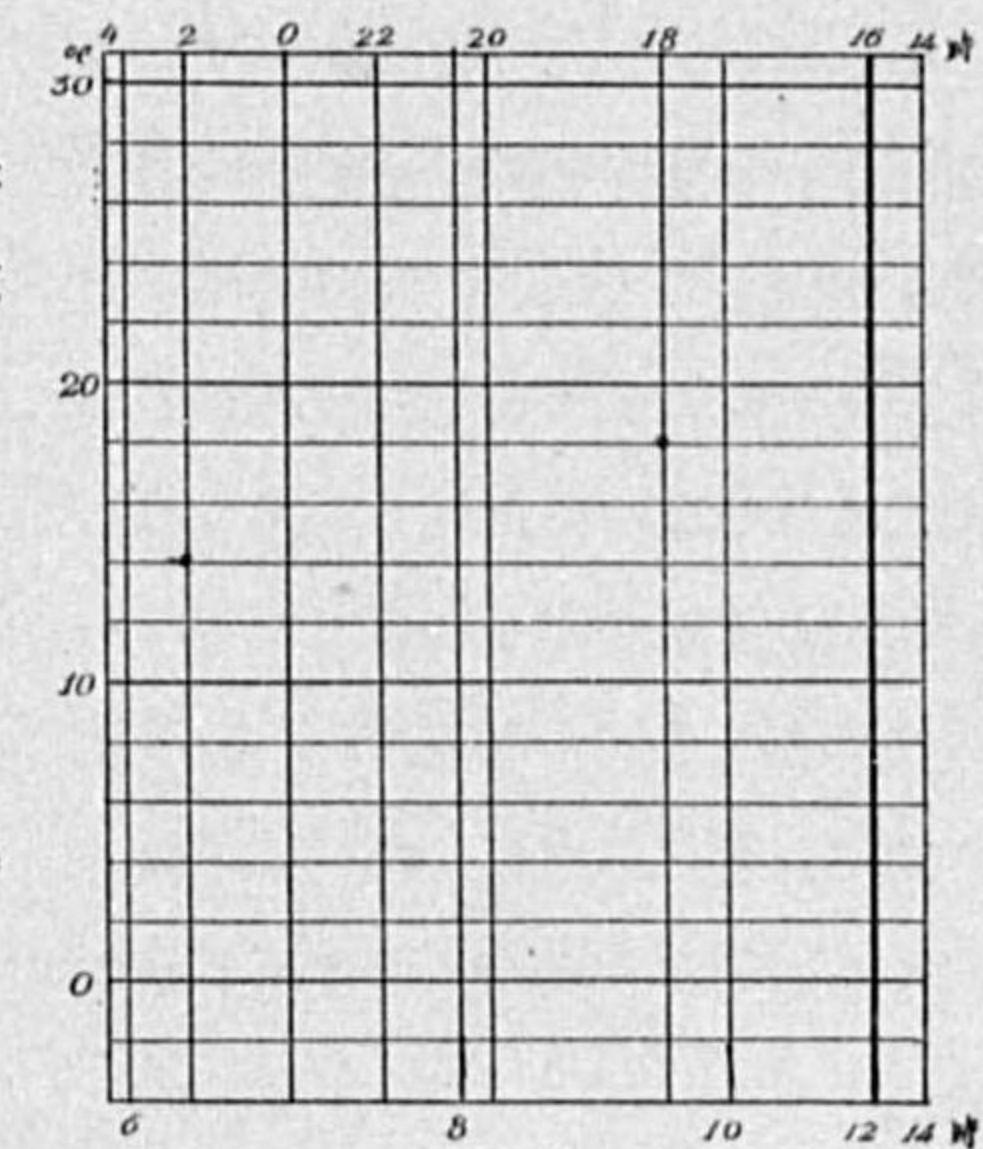
氣温の豫想をする場合困る事の一つは日變化が大きく、その爲それと一般的傾向、例へば氣温が上昇氣味とか下降氣味と云ふ事を區別しにくい事である。此の様な事から免れる爲にはなるべく不變的の性質をもつてこなければならぬ。又氣温は大體氣塊の性質で定まるもので、南の濕暖な氣流に包まれて居れば氣温は高いし、北の乾冷な氣流に包まれて居れば氣温は低い。此の様な事を考へると一種の氣塊分析をすれば氣温が定まるだらうと云ふ考へが浮ぶ。實際行つて見てもかなりの程度に行くのである

濕球温度は相當温度と大體一對一の對應をなすものであり、氣塊の良い目安となる。此れを利用した方法はかなり古くから最低氣温の豫想に使用されてゐる。⁽¹⁾尤も當時はおそらく實驗的に出したものであり、氣塊と云ふ概念があつたか否かはわからない。而して氣流の影響も入つてゐない。此の方法は最近再びぼつぼつ研究され始めた様である。⁽²⁾此の種の方法は必らずしも最低氣温の豫想ばかりでなく、最高氣温の豫想にも用ひられる。

氣塊の性質を表す今一つの量として水張がある。これは相當温度保存性は良くないが、これを利用しても將來の温度を豫想する事が出来る。而して、見かけ上は違ふが實は濕球温度を利用した方法と原理的には同じ事が證明出来る。さて、水張の變化と氣温の變化とを見てみると非常に良く平行して變化する事に氣が付く。水張が減少すると氣温が下り、水張が増すと氣温もます。此れが

- (1) Shedler: Ångström Studien über das Frostproblem. M. Z. 38, 119 (1921).
E. S. Nichols: Predicting minimum temperature, especially as a function of preceding temperature. Month. Weath. Rev, 58, 119 (1930).
(2) G. J. Boyden: A method predicting night minimum temperatures. Q.J.M.S. 63, 383 (1937).
大宅 耿: 最低氣温の豫察の新法. 天氣と氣候. 5, 322 (昭和 13 年).

第 2 圖



實に細い點までも似て居る。勿論氣温の日變化は相當大きいから同じ時刻を比較しなければならぬし、又此の外天氣も効いてくるから天氣も一定にとる必要はある。

今その例として東京の朝 6 時に於ける水蒸氣張力と温度との關係を圖示して見よう。第 3 圖は朝 6 時の時の水張と温度との關係

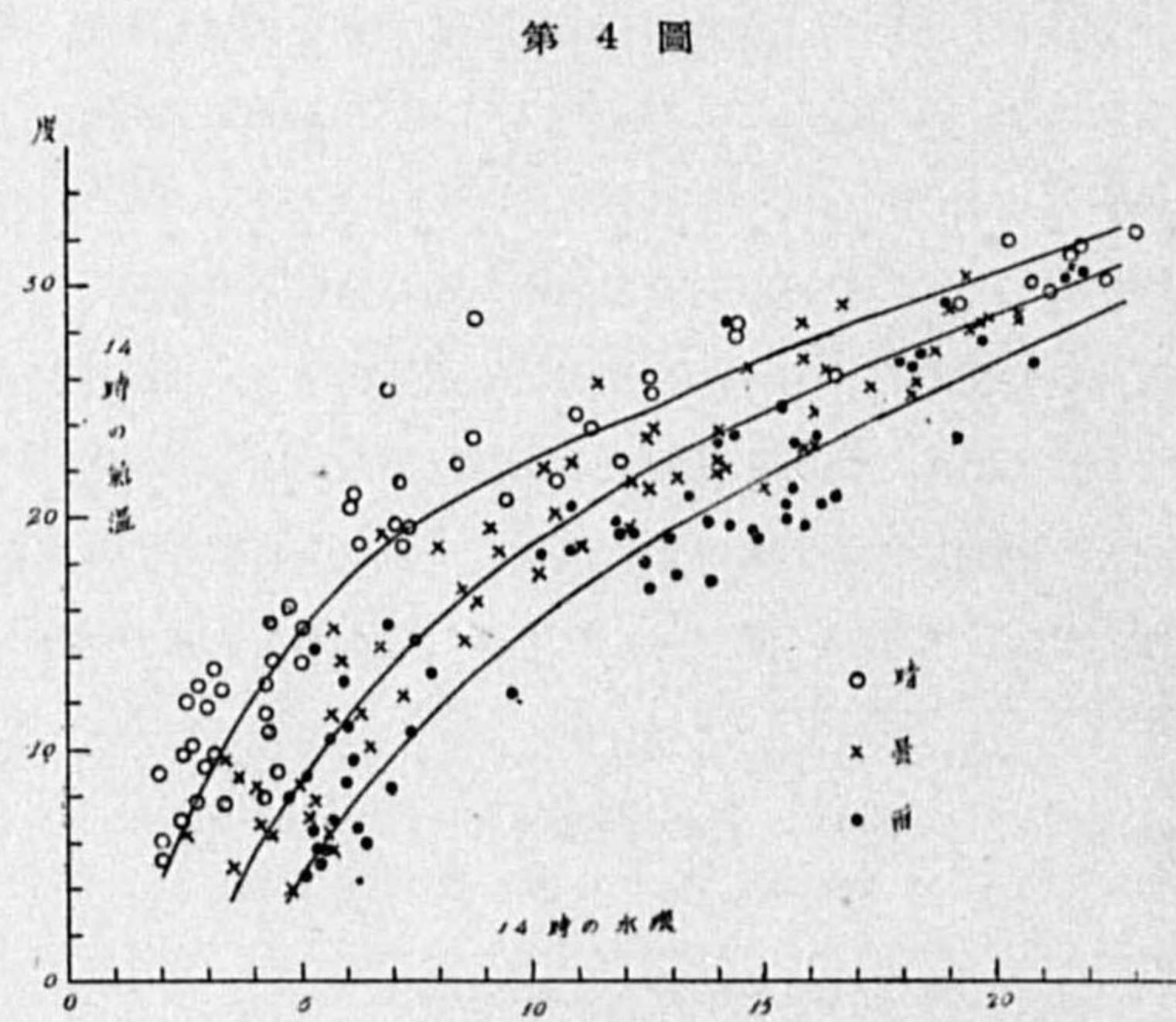
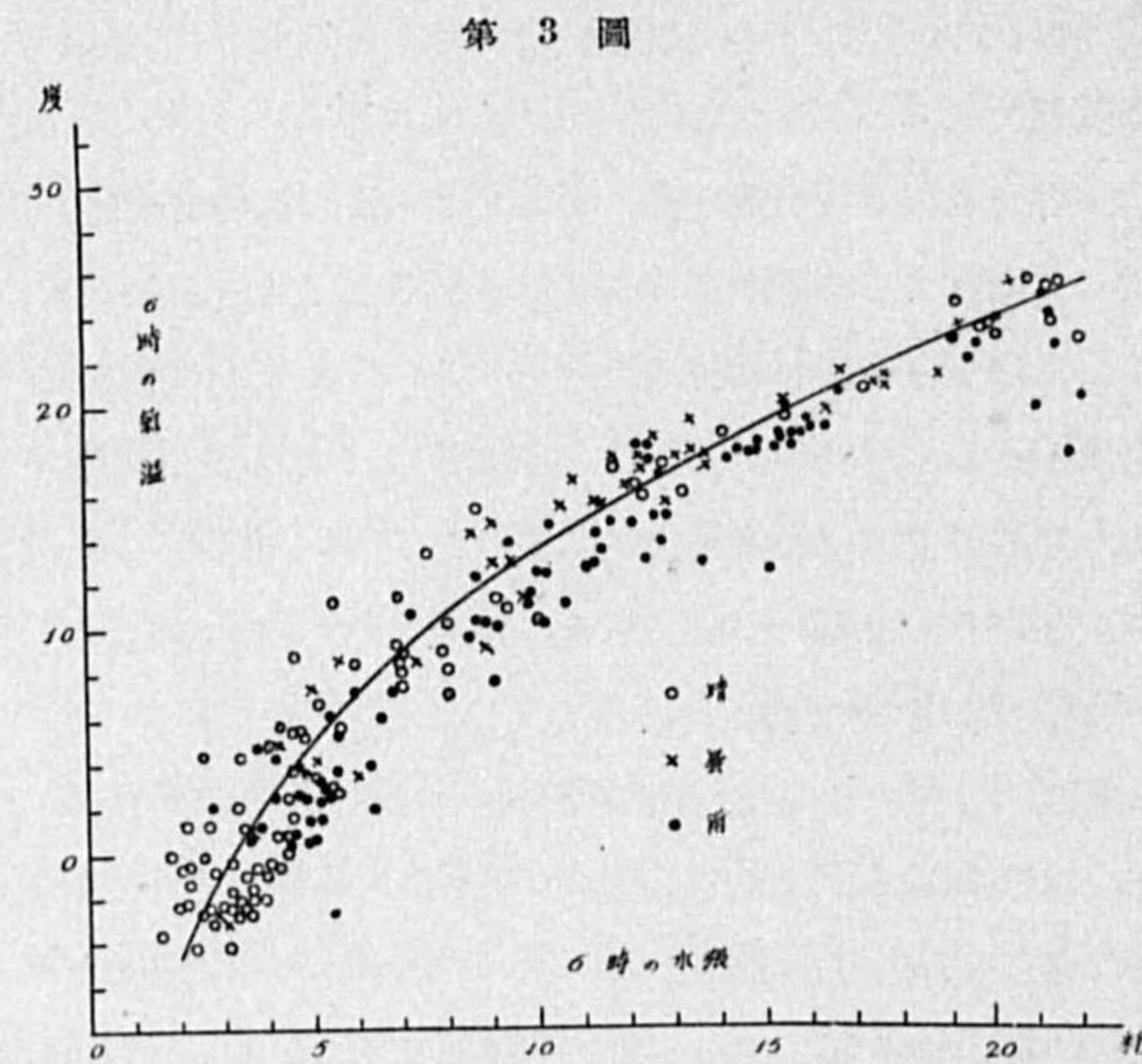
を示したものである。此れを見ると氣温は天氣の如何に拘らず水張で決定される事に氣が付く。尤も此れではかなり點がばらついており、一つの水張に對し、温度で 2 度乃至 3 度位の變化がある。此れは氣温を定める因子がまだ不十分な事を物語する。

然らば抜けた因子はなにかと云ふと天氣及び過去の水張、風速等が主なものの様である。氣塊が入れ代つても前の影響が残り暖い氣塊の後はとかく温度が上り氣味である。即ち水張が大きかつた後はこの圖から豫想されるより大きく出る。又風が強いと上層の暖い空氣が入りこむからやはり温度は高めになる。

この内過去の水張の影響は凡そ一日位あるから豫想時の水張とそれ以前 12 乃至 24 時間前の水張の平均をとり、それに依つて圖

の温度を定めればよい。又風の影響は風速別にしらべる必要がある。而して此等は各月、各地で効き方が異なる故、精確には各地、各月で外のいろいろの補整も入れて行なはなければならない。

次には或る日の最高氣温と水張との關係を見てみよう。朝の場合と同様天氣別に調べて見ると此の場合にもやはり第 4 圖に示す如く奇麗な關係がある。而して此の時

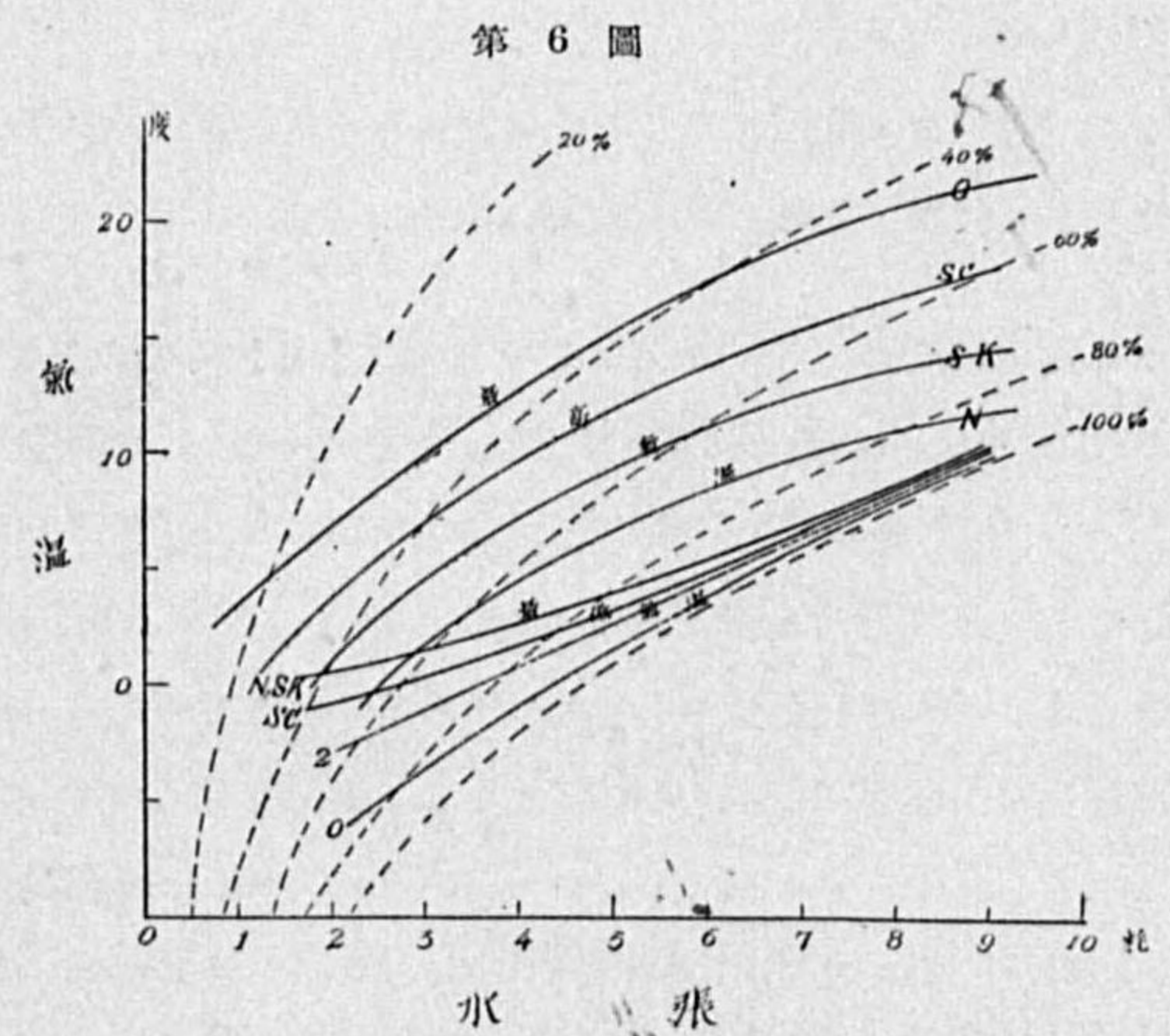
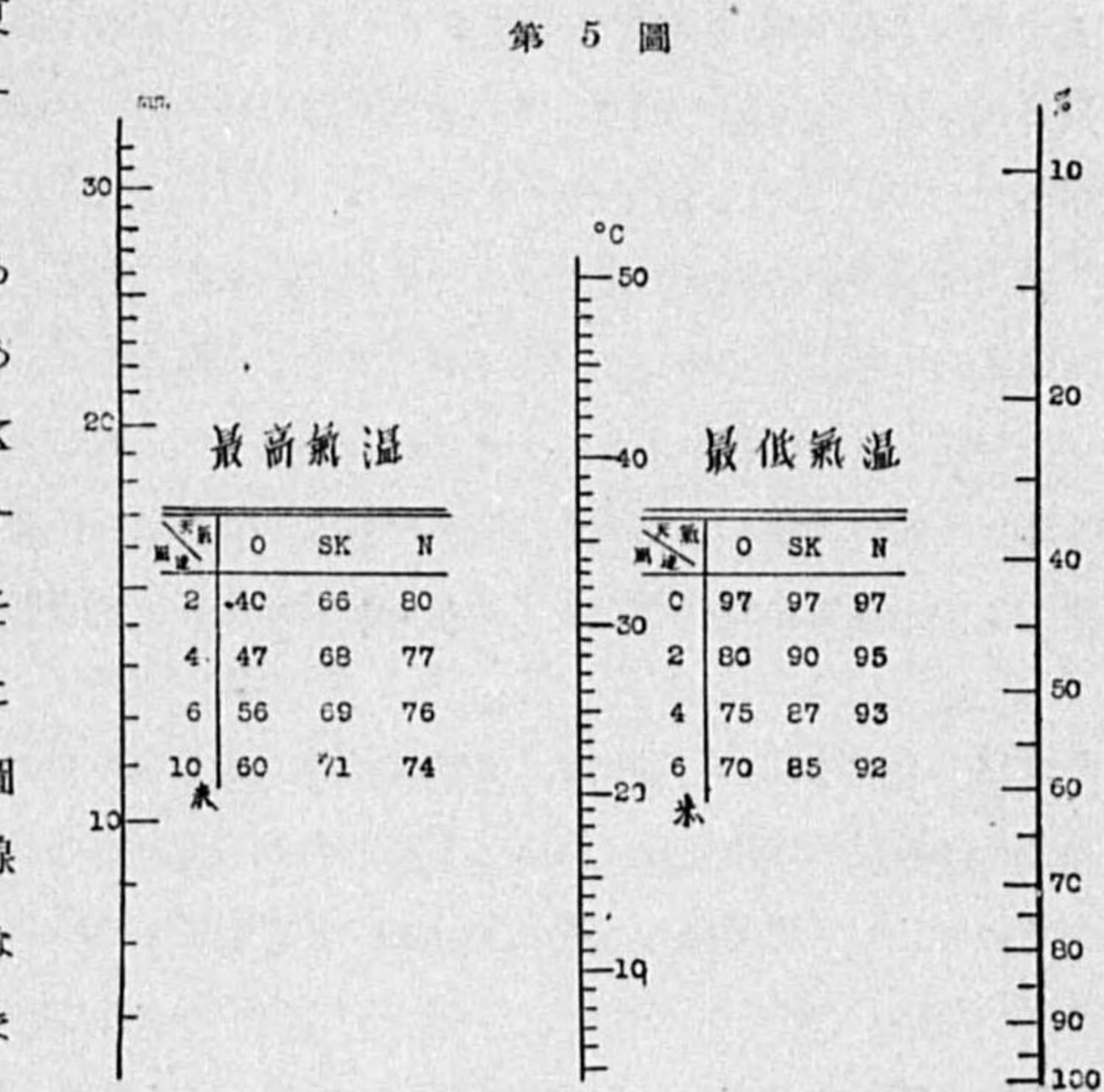


は天氣にも關係する事が判る。天氣が良ければ高く悪ければ低い。従つて水張、天氣等が豫想出来るなら氣温がこの圖からわかる筈である。

此の結果を實用化するには次の如くすると便利である。東京であると夏と冬では水張以外の因子が多少違ふ。夏季には水張と相對濕度の豫想をするのが一番具合が良い様である。この二つが知れば容易に氣温は計算出来る。而して相對濕度を決定する主な因子は天氣と風速とである。

第 5 圖は此の方法に従つて作つた夏季の最低氣温及び最高氣温豫想に使用するノモグラムである。圖中の表は風速、天氣別に統計をとつた相對濕度の表である。表中の雲形は雲量 10 の場合であり、雲量が 0 と 10 との間の場合は 0 と SK の間を内挿して使用する。これを使用するにはまづ天氣、風速を豫め豫想し、それから表に依り相對濕度を決定する。これが定まれば水張を豫想する事により圖から氣温が定まる。即ち水張と温度の線を定規で結ぶ事に依り温度が讀める。なほこの際天氣、風速は普通の方法で定まる。然らば水張は如何にして豫想するかと云ふに、水張は日變化が少いから近似的には氣塊の動き、或は氣流に依つて流されると考へれば豫想せんとする時刻の水張が出る。即ちその時刻に来るべき氣塊に目を付け、その値をとれば良い。なほ正確にはこれに日變化補整を行ふ必要がある。

以上は夏季であるが冬季になると風速の影響は比較的小さく、殆んど天氣と水張だけで温度は定まる。従つて、この場合には天氣別、水張別に氣温を統計すれば宜しい。第 6 圖はこれを圖



示したもので、雲量、雲形別に水張と最低気温、最高気温の関係を統計した結果である。よつて豫め天気、水張を豫想し、天気から雲量雲形の線を定め、その線と水張から最低気温、最高気温が定まる。而して水張、温度がわかるから相対湿度も定まる。相対湿度を出すにはこの圖に點線で示した如き相対湿度を示す線に依つて行へばよい。

今一例を示さう。假りに明朝の水張は 4 mm、天気は快晴と豫想されるものとする。季節は冬季とする。それで第 6 圖に於て雲量 0 の線に於て水張 4 mm の點をとり、温度の方を讀取ると -1 度となる。一方點線に依り、その湿度を讀むと 92% となる。従つて明朝は気温 -1 度で湿度は 92% になるだらうと豫想される。

以上は温度が略水張で定まると云ふ經驗的事實をもととして出したのであるが、次にはこれを多少理論的に考察して見よう。よく考へて見ると地表と云ふのは一種の大きな濕球寒暖計に外ならない。唯違ふ點は輻射があるにすぎない。乾燥した土地は別として地面は普通水で濕つてゐる。その爲、蒸發の潜熱、土地や上層よりの傳導に依る熱及び各種の輻射の熱とが互ひに平衡して或る温度になつてゐると考へられよう。此の様を考へると濕球温度を與へる一般的の式

$$K + R = Lm \quad (2)$$

が成立する。⁽¹⁾但し K は空氣や土地などからの傳導に依る熱量、 R は日射、又は大氣や土地などからの熱輻射に依る熱量、 L は水蒸氣の氣化の潜熱、 m は蒸發量である。濕球理論の時には R は小さいとして大體省略し、 K と Lm の平衡を考へてゐる。しかし現在の如き大きな濕球にあつては R はもはや省略出来ない。否むしろこれが主な項となる。これは気温の日變化の折りの熱の出入の値を見るとよくわかる。それで此所では K はむしろ補整項と考へ、輻射と蒸發の勢力の平衡だけを考へて見よう。

先づ蒸發量を決定するものは何かと云ふと、湿度及び風速である。これにはいろいろの實驗式があるが、此處では最も簡単な⁽²⁾

$$m = A(e_{\max} - e) \quad (3)$$

なる式を採用しよう。 A は一般には風速、その外の氣象要素の函數であるが、大體は常數と考へられる。 e_{\max} は最大水蒸氣張力で、一般に気温 T の函數である。これを入れると

$$Lm = LA(e(T) - e) \quad (4)$$

となる。次に R は如何と云ふにこれには二つある。日射と地面からの輻射である。日射 J_s は季節、時刻及び天気で定まつてくるものである。次に地面からの輻射は、大氣からの熱輻射があるので、それを差引いた J_e が實効輻射となる。これは天気の良い時は Brunt の式

$$J_e = \sigma T^4(0.474 - 0.075\sqrt{e}) \quad (5)$$

(1) G. Yamamoto: Studies on the Theory of Psychrometry, 氣象集誌, 15 (1937).

(2) Brunt: Physical and Dynamical Meteorology.

の式が本邦でもかなりの近似をもつて成立する。これも一般に天氣に關係する。此等の關係から

$$LA(e(T) - e) = J_s + \sigma T^4(0.474 - 0.075\sqrt{e}). \quad (6)$$

或ひは天氣の影響を入れ

$$LA(e(T) - e) = N(J_s + \sigma T^4(0.474 - 0.075\sqrt{e})) \quad (7)$$

となる。 N は輻射線の透過能で、一般には波長に依つて異なる。此の式を見ると天氣が一定、 J_s が一定だとすると水張 e と T は一義的に結びついて居る。換言すれば e がきまると T が定まつてしまふ。此れ即ち第 5 圖及び第 6 圖の關係を示すものに外ならない。朝の場合には日射 J_s はないから事柄はなほ簡單となる。然し此所では K を省略してゐるがこれは決して全く省略し得る程小さいものではない。水張、天氣以外の因子が効いて來たのはこの爲である。而して此の關係は定量的にも略前の統計結果と一致するが、此所では立入らない事にする。

IV. 計算法

此の方法の原理は大氣中に入出する熱勢力を計算し、これから將來の気温を計算しようとする云ふやり方である。此の方法の良い例は夜間輻射から翌朝の最低気温を出すといふので、既に多くの研究が行はれてゐる。⁽¹⁾

藤原博士等と共に筆者は且つて大氣中の勢力の移動の模様を調べた事がある。⁽²⁾その結果はすぐこの場合にも當嵌る。気温の變化を起すに最も重要な因子は熱輻射の勢力、(日射及び熱輻射)、水平方向の對流に依るもの、蒸發による潜熱、及び垂直方向の渦動熱傳導に依るものである。今熱勢力の出入の式を温度單位で表して書くなれば

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + (\text{grad } T \cdot V) \quad (8)$$

となる。第一項は上述の如く

$$\frac{\partial T}{\partial t} = (\text{日射に依る上昇}) + (\text{輻射に依る下降}) + (\text{その他}) \quad (9)$$

の三つの項となる。實際問題として重要な項は日中と夜間では異なる。まづ夜間を考へて見よう。此の場合には日射はないから (9) 式の第二項だけを考へれば宜しい。第三項は實用上は省略し得る。此の場合の事は夜間輻射として充分議論されて居り、その結果によると夜間気温降下 ΔT は⁽³⁾

$$\Delta T = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{R}{\rho c \sqrt{K}} \sqrt{t} \quad (10)$$

となつてゐる。即ち此の場合の温度降下に効く因子は夜間實効輻射 R 、土地の比熱 ρc 、熱傳導率

(1) 例へば 岡田武松著、氣象學 (下巻) 391 頁参照。

(2) 藤原、高橋、關口：東京に於ける大氣下層の熱の出入について。氣象集誌, 15 (昭和 12 年)。

(3) Brunt: Physical and Dynamical Meteorology.

Kである。此の内実効輻射 R は大気中の水蒸気及び雲に依るもので、オングストローム、ダインス、プラント等の研究があり、本邦でも關口博士、北岡氏⁽¹⁾等の研究がある。而してプラントの實驗公式

$$R = \sigma T^4(0.474 - 0.075\sqrt{e}) \quad (11)$$

がかなりの精度をもつて成立する様である。

雲があると R は更に此れの何割かになる。次に ρe とか K は普通地面だけを考へて居るが實は空氣中に逃げる熱もあるのでその影響を入れる必要がある。空氣に逃げる場合の熱傳導は渦動に依つて起るものであり、渦動熱傳導度は風の強さにも關係する。これ等の關係を入れると結局夜間氣溫降下を表す實驗公式として近似的に

$$\Delta T = f \frac{(0.474 - 0.075\sqrt{e})T^4}{1 + v/v_e} \quad (12)$$

なる結果に至る。但し T は地面の絶對溫度である。實用的には普通の地面の溫度の違ひ、風速の影響等は省略し得る。従つて

$$\Delta T = f(0.474 - 0.075\sqrt{e})$$

なる實驗式を採用し、雲量、雲形別に係數 f を實測から求めておけば良い。斯くして出した結果が第 7 圖で 18 時の氣溫と、翌朝最低

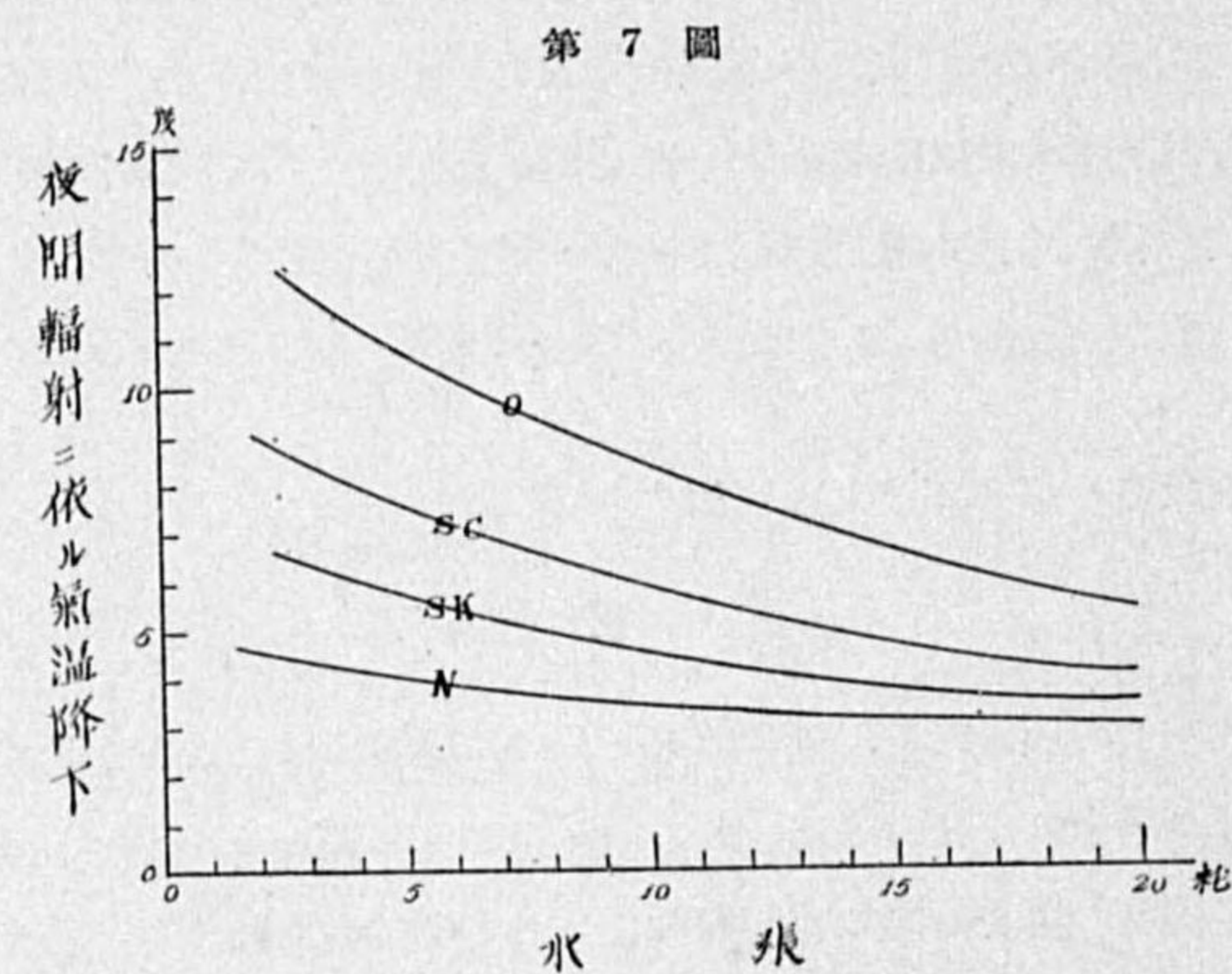
氣溫の差を雲量、雲形別に統計し、夜間氣溫降下と水張の關係を示したものである。なほ係數 f は日射の時間の關係などで、季節に依り異なるから季節別に作る必要がある。ここで示したのは夏季に於ける例である。

斯くして夕方の材料から翌朝の最低氣溫を出さうとするならば、先づ今夜出る雲形、雲量を豫想し、第 7 圖に依つて輻射に依つて何度下るか調べ、

これを空氣の流れる爲に起る氣溫の變化、即ち (3-1) 式の第二項の影響を加へた夕方の氣溫から引けばよい。この氣流による影響を入れるには水張の場合と同様翌朝東京にくると思はれる空氣の溫度を讀めば宜しい。

次には日中の場合に移らう。此の場合に効いてくる最も大きな因子は日射、空氣の渦動熱傳導及

(1) 關口、北岡、根本：地球大氣の固有輻射と氣象狀態との關係に就いて。氣象集誌，15（昭和 11 年）。



第 7 圖

び土地の熱傳導に依るものである。今簡單の爲日射が正弦函数的に變化するものとし、その極大の日射を J_s とすれば、最低氣溫、及び最高氣溫の差 ΔT は

$$\Delta T = J_s / \sqrt{\omega(c_1 \rho_1 \sqrt{v_1} + c_2 \rho_2 \sqrt{v_2})} \quad (3.6)$$

となる事が簡單な計算から出てくる。⁽¹⁾

但し、 $c_1, c_2, \rho_1, \rho_2, v_1, v_2$ はそれぞれ空氣及び土地の比熱、密度、溫度傳導率である。實際の場合に日射は決して此處で考へた様な簡單な函数形で變化はしないが、日射に依る氣溫の上昇がこれと類似の式で與へられる事は想像にかたくない。而して又次元分析、又は適當な假定の下に數理的に證明する事も出来る。猶又、空氣の渦動溫度傳導度は風速の函数であり、風が強いと當然大きくなる。而して多くの人の研究によれば⁽²⁾ v_1 は風速の自乗に比例するとされてゐる。これを入れ (3.6) を書き換へれば

$$\Delta T = J_s / (a + bv) \quad (3.7)$$

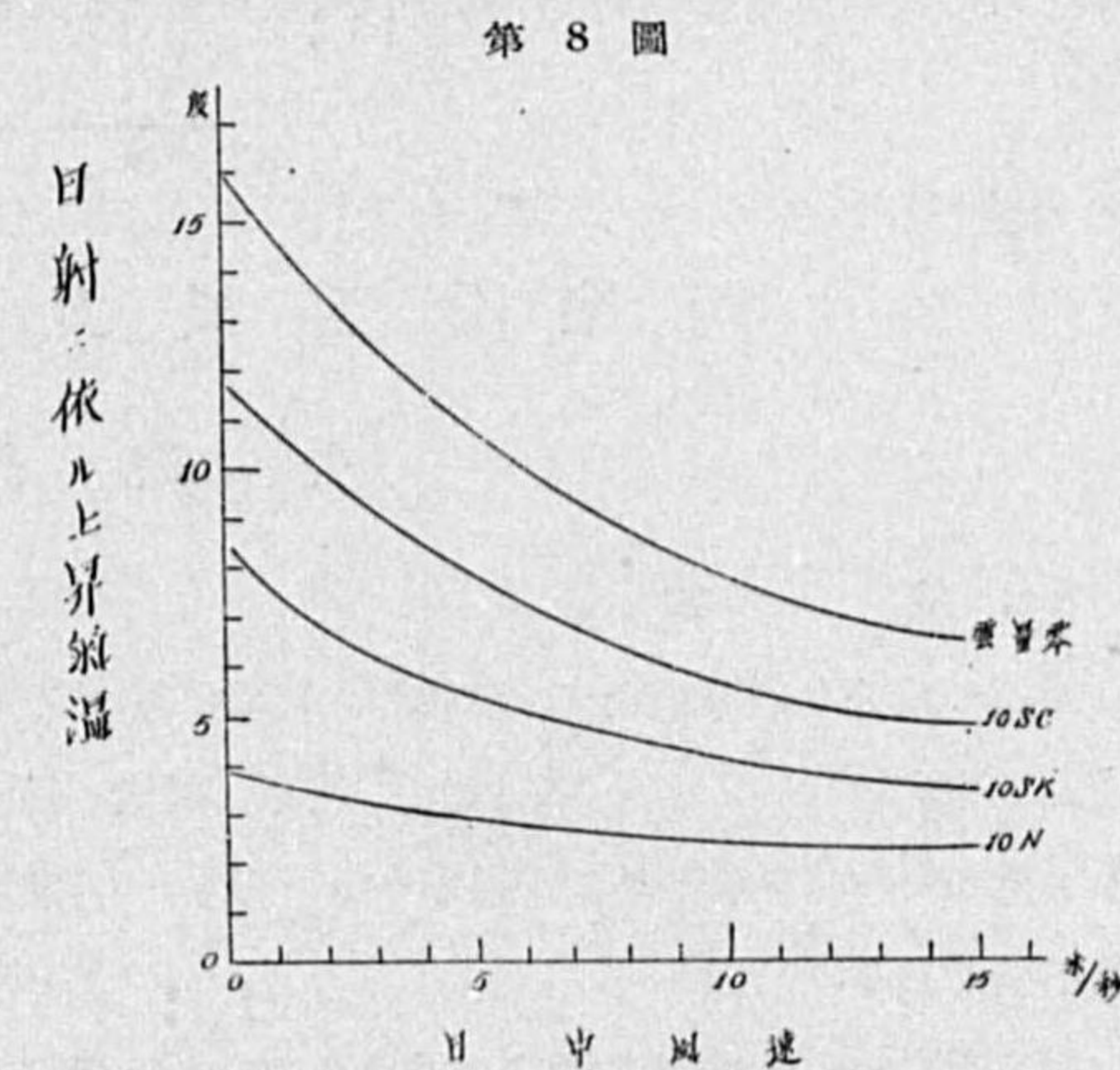
となる。又日射 J_s は天氣に依り著しく異なり、雲が厚いと僅かの日射しか入つてこない。即ち J_s は雲量、雲形及び季節の函数である。

實際に應用するには (3.7) の實驗式をとり、雲量、雲形、季節別に常數、 a, b, J_s を實測値から定めた方がよい。第 8 圖は以上の方針に従ひ東京に於ける ΔT 、即ち最高氣溫と朝 6 時の氣溫との差を天氣、風速別に統計をとつて調べた結果を圖示したものである。なほ風速は日中の風速をとつてある。従つて 6 時の材料に依りその日の最高溫度を決定するにはまづ (3-1) の第 2 項、氣流に依りどれだけの溫度の變化があるかを見、次に第 8 圖に依つて日射でどれだけ上昇するか調べそれ等を 6 時の氣溫に加へれば出てくる。

IV. 結 尾

以上の三つの方法にはそれぞれ特長があり、いづれがよいかは一概には云へない。實際に應用するにはこれ等を併用する方がよいと思はれる。一般的に云ふと、不連続線などのない時には氣塊分

(1) 高橋浩一郎：渦亂流に關する議論及び氣溫の日較差に對する應用。氣象集誌，第 14 卷，昭和 11 年。
(2) Hesselberg: Ein neuer Ausdruck für den Austauschoeffizienten. Ann. d. Hydr. (1929).
Sverdrup: Wärmehaushalt und Austauschgrösse u.s.w. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 19 (1932).



第 8 圖

析に依るものがよく、不連続線などのある時は計算法が一番よい様である。而して此等に適当な重みをつけて平均し豫想すれば普通 1°C 内外の誤差で豫想出来、 2°C 以上の誤差を伴ふ事はあまりない。

唯此等の豫想をする場合に必ず何か外の因子、例へば天気豫報がもととなつてゐる。日中の最高温度を出すには日中の雲が必要である。従つてこの豫想をまちがへると大きな失敗をまねく。この點に大いに技術の入る餘地がある。而して以上に述べた事は實用的と云ふ事が主眼になつており、理論的にはいろいろ足りない點もある。気温に効いてくる因子は實驗式中の變數ばかりでない。時に依るとこの内に入つてゐない變數が効いてくる事もあり得る。従つて以上の事を實用化する場合にはいろいろの注意が必要であり、上例では相當期間にわたつて使へるものを示したが、實際に行ふ場合には季節別地方別に統計とる必要がある。而して又考へる因子も代へた方がよい場合もある。

以上は豫報掛の量的豫想の研究の一部として行はれたものであり、藤原先生を初め、諸兄の御指導、御忠言に依る所が多い。衷心の謝意を表する次第である。

新案分速風力計に就いて

矢 龜 紀 一

§1. 緒 言

風速の成分を積算記録する器械で、實際に用ひられたものは從來非常に少なく、且つ風速の東西、南北二方向に於ける成分を連続的に積算、記録し得るものは Sprung の Potsdam に於いて使用したもの⁽¹⁾一つを挙げ得るに過ぎない。而もこの器械では成分が面積として記録されるので讀取には不便である。

16 方位⁽²⁾ 8 方位⁽³⁾ の各風向に於ける成分を積算記録せしめるものも考案されたものがあり、使用の目的に依つては便利な場合もあるが、氣候統計、測風等氣象觀測の目的には精確度が悪く、又北分東分を直ちに知る事が出来ず不都合である。積算記録するものではないが、藤氏⁽⁴⁾ のロビンソン風力計の廻轉速度より電氣的に風速の北分及び東分を知るものがある。

(1) A. Sprung: Erg. Met. Beob., Potsdam 1896, P. 6.

(2) W. F. Stanley: Quart. J. Roy. Met. Soc. 1883, P. 208.

(3) W. Grundmann: Z. Instrumentenkde. 1932, P. 403.

(4) K. Fuji: Nagaoka Anniversary Volume. 1925.

著者はロビンソン風力計に依る風速の北分東分を連続的に積算し、隔離せる自記部に電接回数に依つて記録せしめる新器械を製作した。此の器械は岡田臺長先生に依り分速風力計と名付けられた。尙此の種の器械に菅原氏⁽¹⁾の考案がある。

§2. 原 理

風速の南北或は東西二方向に於ける成分を求めるのに次の機構を用ひた。此の様な機構が應用され得る事を述べたもの⁽²⁾があるのを後に知つたが、實際に風力計に應用されたものは無い様である。

第 1 圖に於て A はロビンソン風力計の廻轉軸より廻轉を傳へられる圓板である。B は摩擦車で、バネに依り圓板と常に接觸を保つてゐるから圓板と滑る事なく廻轉を傳へられる。D は圓溝カムで、風信器の軸に固定されてゐる。案内杆 E に固定した軸を持つ小車 F は、圓溝カムの溝に嵌り風信器の動きに従つて上下する。E の上下は摩擦車と共に廻轉する軸 C を同様に上下せしめる。圓溝カムの溝の形は第 2 圖に展開圖を示す如く、其の中心線は正弦曲線である。小車 F が第 2 圖に於てカムの $\frac{\pi}{2}$ 又は $\frac{3\pi}{2}$ の位置にある時、摩擦車 B は圓板 A の中心で接觸すると

$$b = a \cos \theta$$

が満足される。b は摩擦車と圓板との接觸點から圓板の中心までの距離、a は正弦曲線の振幅で、摩擦車 B の半径と等しくして置く。θ は風信器の方向で θ=0 を北とし東廻りに増加するものとする。

さすれば θ なる風向に於て、風力計の廻轉により圓板 A が dφ 廻轉すれば、摩擦車 B の廻轉する量は

$$d\varphi_{N-S} = d\varphi \frac{b}{a} = d\varphi \frac{a \cos \theta}{a} = d\varphi \cos \theta.$$

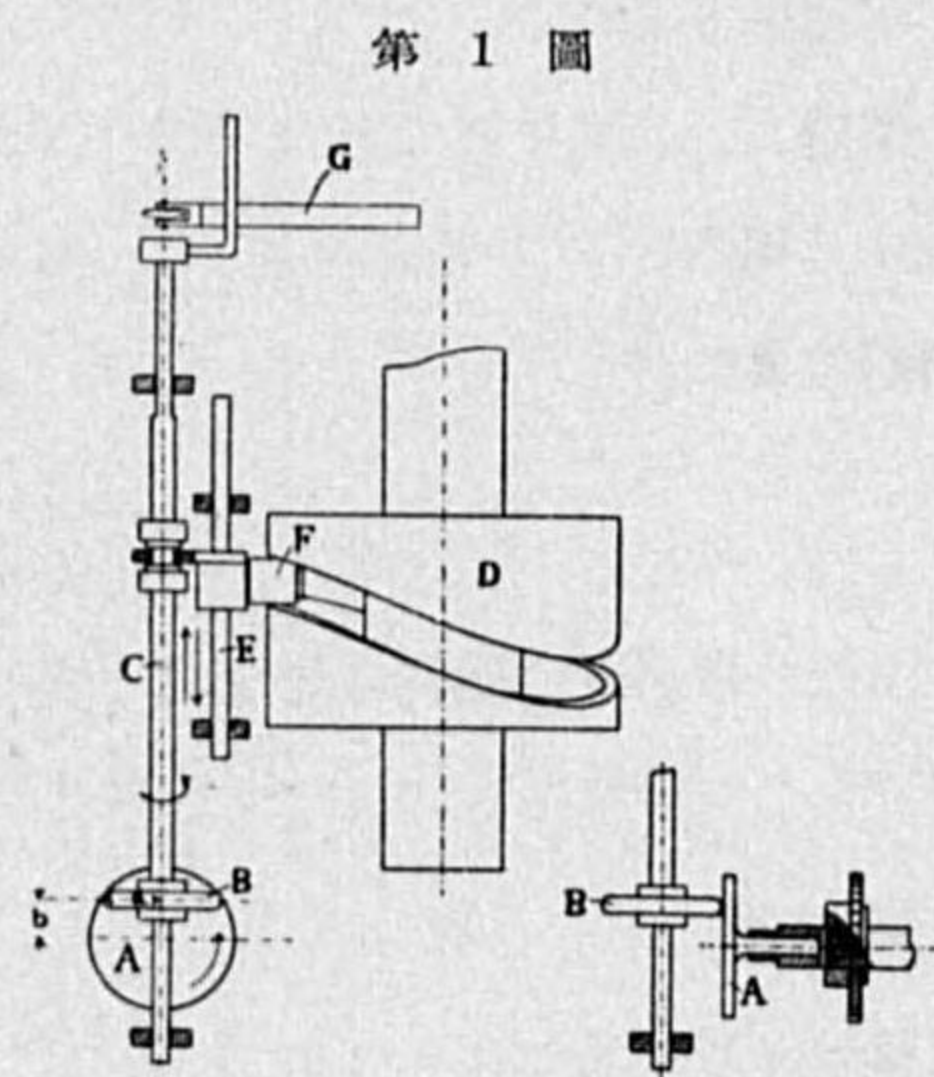
普通に行はれてゐる如く、ロビンソン風力計の廻轉速度は風速に比例するものとせば

$$d\varphi = \kappa V dt. \quad (1)$$

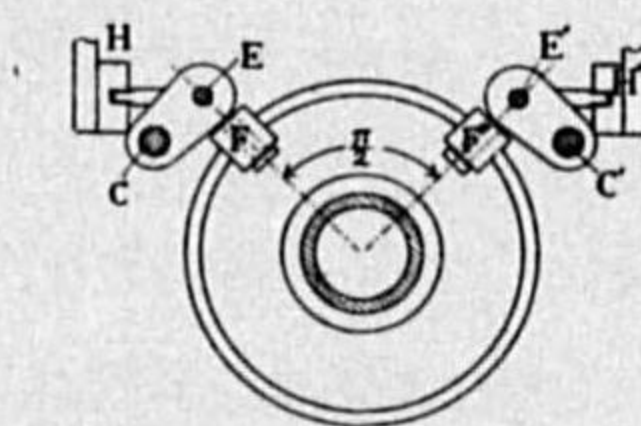
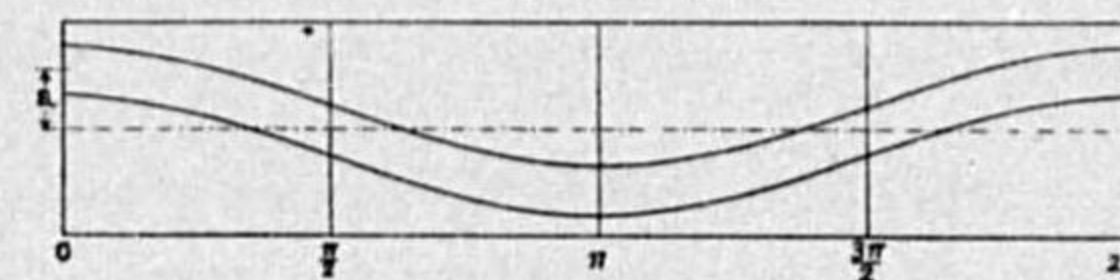
V は風速、κ は常數である。故に

(1) 菅原芳生: 氣象集誌. 第 15 卷, 第 6 號, 昭和 12 年.

(2) A. N. Pearson; Quart. J. Roy. Met. Soc. 1885, P. 62.



第 2 圖



$$d\varphi_{N-S} = \kappa V \cos \theta dt.$$

従つて

$$\varphi_{N-S} = \kappa \int_{t_1}^{t_2} (V \cos \theta) dt. \quad (2)$$

即ち t_1 より t_2 迄に摩擦車の廻轉の量は風速の北分の積算値を與へる。 $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$, $\frac{3\pi}{2} < \theta < 2\pi$ では北分を示し, $\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{3\pi}{2}$ では廻轉方向も逆となつて南分を示す。此の器械では G の電接装置に依つて 軸 C の一回轉に一回電接する様にしてあるから、北分と南分は次節に述べる方法に依つて更に分けられる。

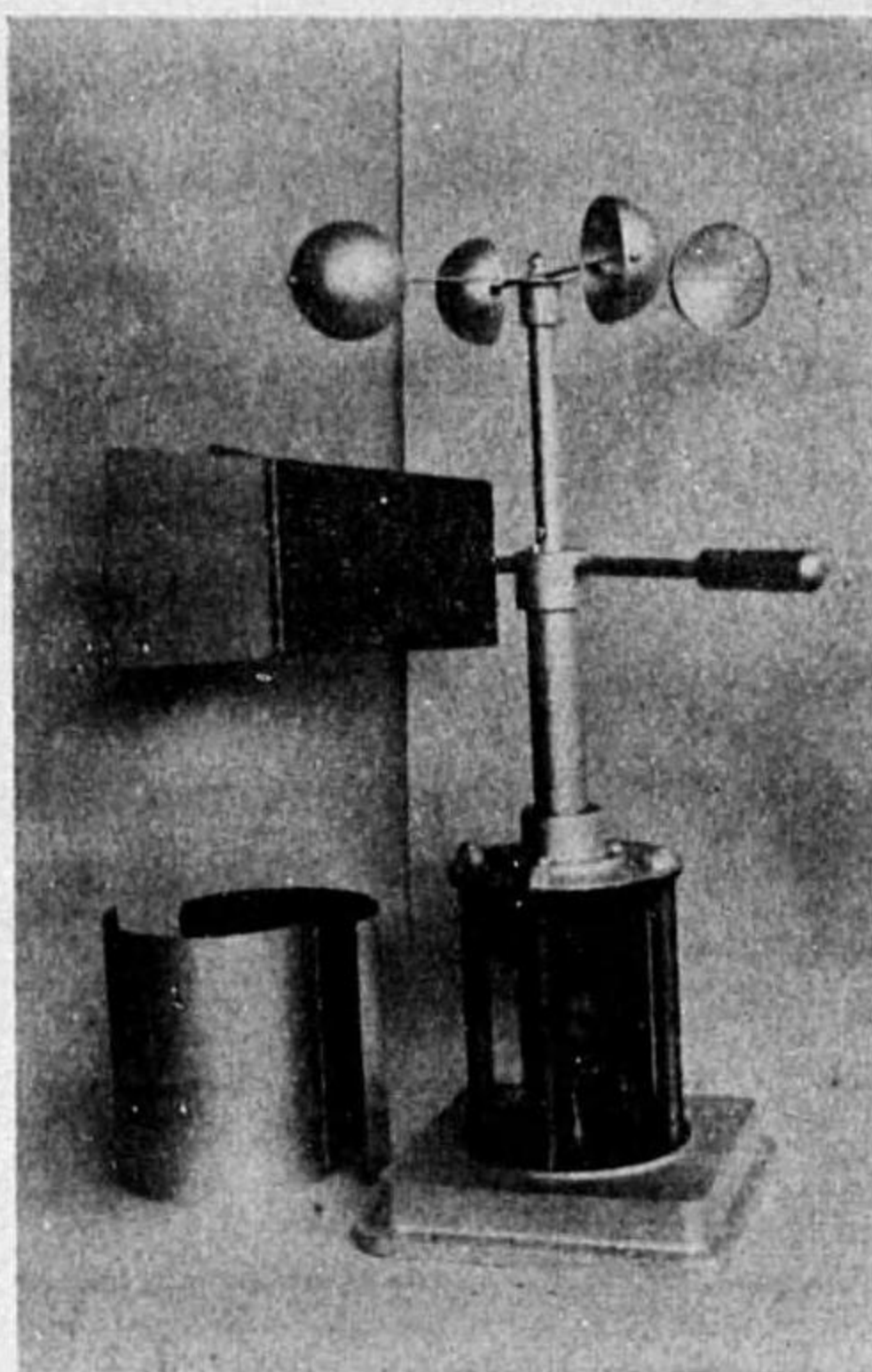
圓溝カムの溝に於て第 2 圖に示す如く、小車 F と對角 $\frac{\pi}{2}$ を持つ他の小車 F' 及びそれに連動する案内杆 E' 、摩擦車 B' の一組を置く。此の場合 $\theta' = \theta + \frac{\pi}{2}$ であるから同様に此の摩擦車の廻轉の量は

$$\varphi_{E-W} = \kappa \int_{t_1}^{t_2} (V \cos \theta') dt = \kappa \int_{t_1}^{t_2} (V \sin \theta) dt. \quad (3)$$

即ち此の摩擦車の廻轉の量は北を基準方向としたから、風速の東西方向の成分の積算値を示し、 $0 < \theta < \pi$ の場合は東分、 $\pi < \theta < 2\pi$ の場合は西分を示す。

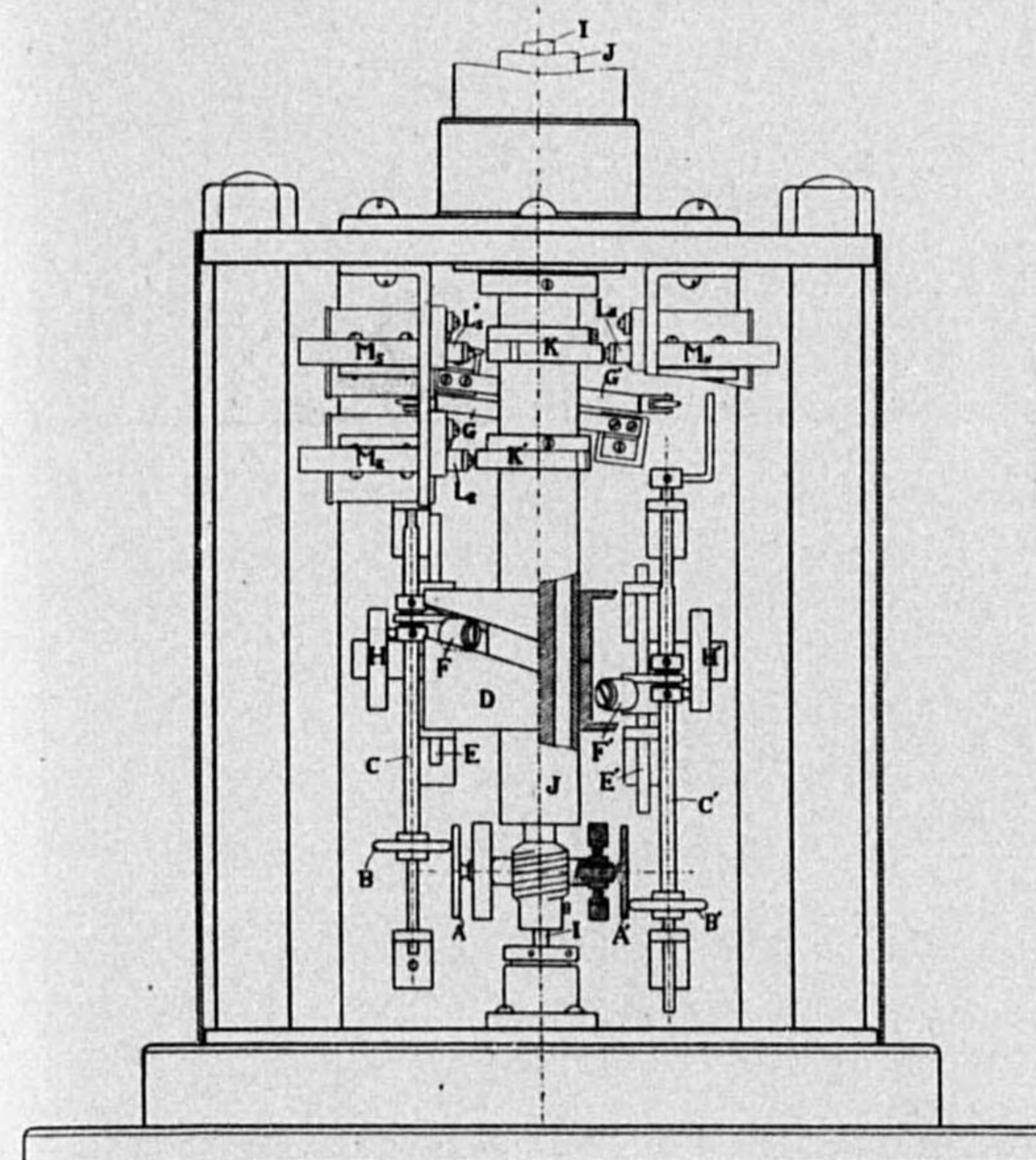
§3. 構造

器械は第 3 圖に示す如く、ロビンソン風力計及び風信器の軸を同心的に配置せるものにして、下方の室の内部は第 4 圖に示す。ロビンソン風力計の軸 I の廻轉はウォーム、齒車を経て圓板 A, A' を廻轉せしめ、従つて摩擦車 B, B' を廻轉せしめる。他方に於て風信器の動きは管軸 J を経て圓溝カムに同様の動きを與へ、摩擦車の軸 C, C' を上下せしめる。案内杆 E, E' は其の腕が H, H' の溝に嵌つた儘上下するから、軸 C, C' に軸方向以外の力は加らず、その廻轉を妨げる様な摩擦力を生じない。軸 C, C' の一回轉毎に電接装置 G, G' が一回電接する。 K, K' のカムは風信器の管軸に上下に取付けられ、第 5 圖に示す如くその半廻轉毎に電接装置 L_S, L_N 及び L_E, L_W の電路を交互に開閉する。而してカムの切缺の方向は、 K では風信器の方向と一致し、 K' では直角の方向となつてゐる。それ故器械を正しい方向に合せば圖に示す關係に於て、風が北及び東の成分を持つときは L_N 及び L_E が閉ぢられる。又南及び東の成分を持つ時は L_S 及び

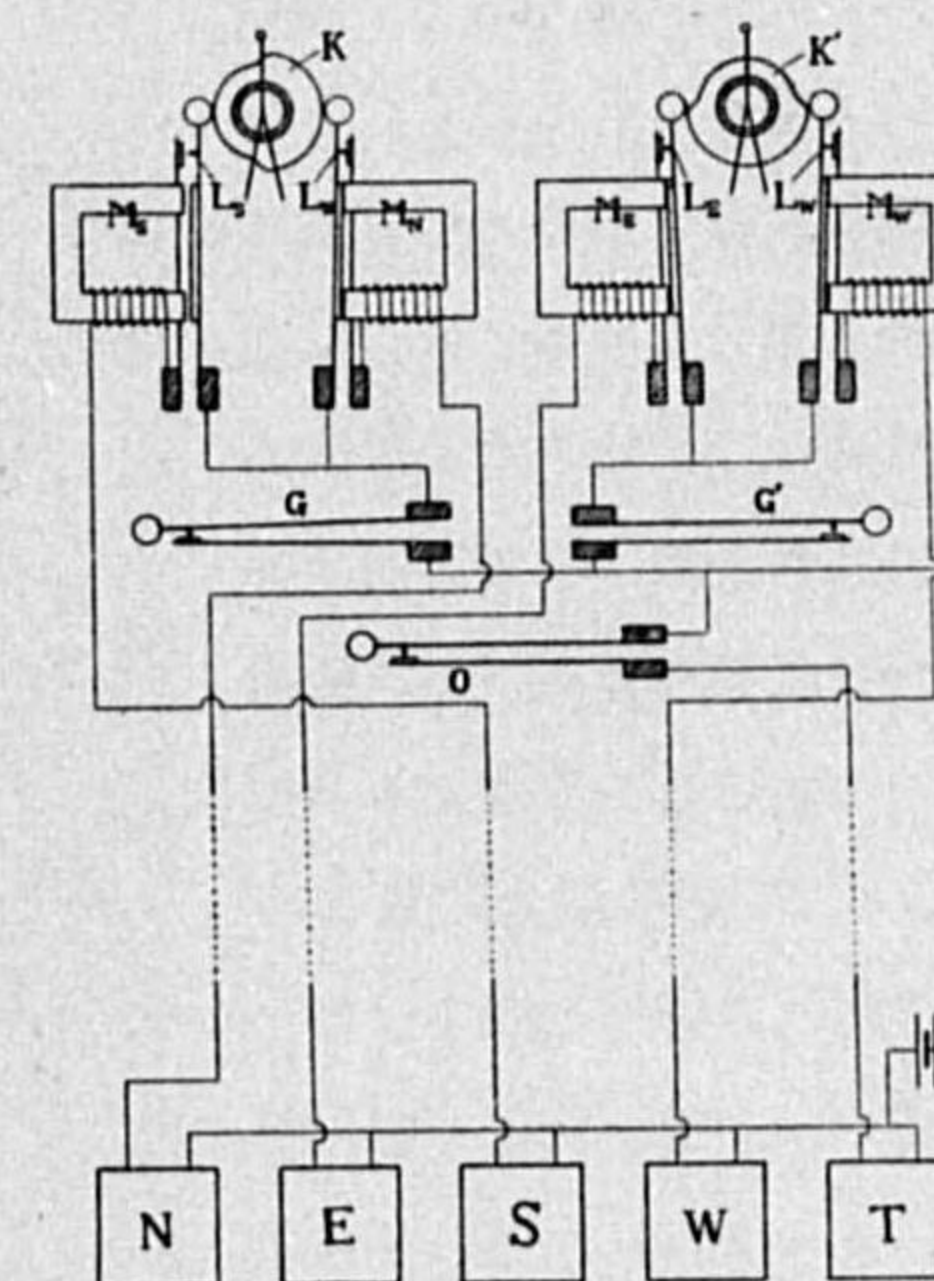


第 3 圖

第 4 圖



第 5 圖



L_E が閉ぢられ、他の場合も同様である。故に今南北方向の成分を示す摩擦車 B の廻轉に依つて G が電接した場合に、北の成分を持つときは第 5 圖に従つて L_N を経て N に一回の電接を記録する。又南の成分を持つ時は L_S を経て S に一回の電接を記録し、同様に東西方向の成分を示す摩擦車 B' の廻轉に依つて G' が電接した場合に 東の成分を持つときは L_E を経て E に一回の電接を記録し、西の成分を持つときは L_W に一回の電接を記録する。 G, G' の電接中風信器が南北或は東西の方向で振動する場合 L_N, L_S 或は L_E, L_W がカム K, K' の切缺の位置にあり、其の爲此等は電路の開閉を繰返す事になり、過分の電接回数を示すのを防ぐ爲、電磁石 M_N, M_S, M_E, M_W が回路に直列に挿入されて、其の作用に依り G, G' の電接が終る迄 L_N, L_S, L_E, L_W の中閉ぢてゐるものはその状態を保つ。

O はロビンソン風力計の軸のウォームに嚙合ぶ齒車の一廻轉に一回電接するもので、風速の總和を T に記録せしめる。現用の風力計と同様に此の齒車の一廻轉は 100 米の風程に相當する。又前節に述べた如く摩擦車の半徑はカムの正弦曲線の振幅と等しくしてあるから、摩擦車 B, B' の一回轉も南北及び東西方向に於ける 100 米の風程に相當する。

記録部 N, E, S, W, T は電氣盤或は自記電接回数器を取敢へず用ひる事が出来るが、此等の 5 成

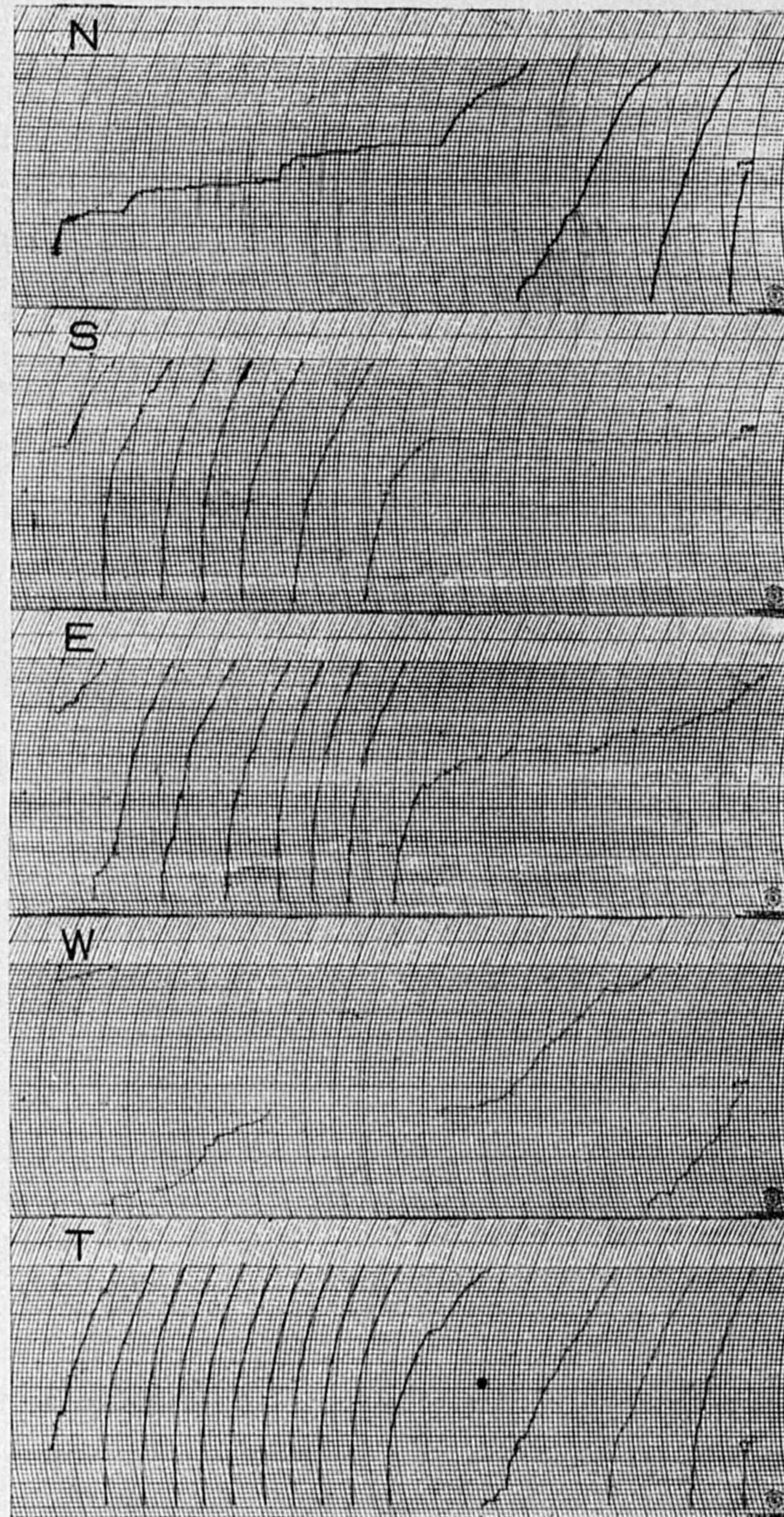
分を一枚の自記紙に記録せしめれば好都合で、此様な自記器械は容易に製作され得る。

此の器械では (2), (3) の式に於て考へられる如く、その記録は北分と南分との差及び東分と西分との差に依つて正確に表はされるので、記録から得られた北、南、東、西の各成分は誤差を含み得る。此等個々の成分を正確に知る爲には、 C, C' の各軸に正負各一方向にのみ廻轉し得るが如き装置に依り電接装置を働かせば、カム K, K' を用ひず容易に目的を達するが、軸 C, C' の廻轉による仕事を増加せしめる不利がある。

摩擦車 B, B' が摩滅する時は精確度が悪くなるから圓板より硬い材料を用ひる事が必要である。試作品では摩擦車は焼入鋼、圓板には眞鍮を用ひた。

圓溝カム D の溝は小車 F が嵌る爲幅は一樣でなければならぬ。それ故溝の縁の形は正弦曲線とは幾分異なるから、小車の半徑に應じて計算から修正されなければならぬ。其他の主要部分は旋盤に依つて作られ製作上の困難は少い。

第 6 圖



本器に依る記録の例は第 6 圖に示す。5 個の自記電接回数器を用ひたものである。

§ 4. 風の観測及び統計

自然風が亂流である事はよく知られて居り、測器により測られる風速の意味に就いて詳しく議論⁽¹⁾されてゐる。ロビンソン風力計の廻轉數は、其の廻轉軸に關する慣性能率が小さなものとすれば、風速の總和を表はす事となる。從來觀測されてゐる平均風速は此の種のものである。風向に就いては其の不確實なる事と、實用上からも、その精度は從來あまり問題にされないが、測られた風速に相當するものが採られるべきである。而して利用の目的に適する風向、風速が測られるべきであつて、氣候要素として、又天氣豫報等に利用される風向、風速としては、氣流の進行方向、速さとして、或時間内例へば 20 分間に於けるベクトルの平均風向、平均風速が適當である。これは從來地上に於いて觀測する事が困難であつたが、此の分速風力計に依つて容易に知る事が出来る。即ち讀取られた北分東分を合成すればベクトルの平均風向、平均風速を同時に得る。此の計算を日常行ふには第 7 圖に示す如き尺度を作つて置けば北分、東分から直ちに平均風向平均風速を知る事が出来る。此の尺度は測風氣球觀測に用ひられるものと同様に圖に依つて明かであらう。

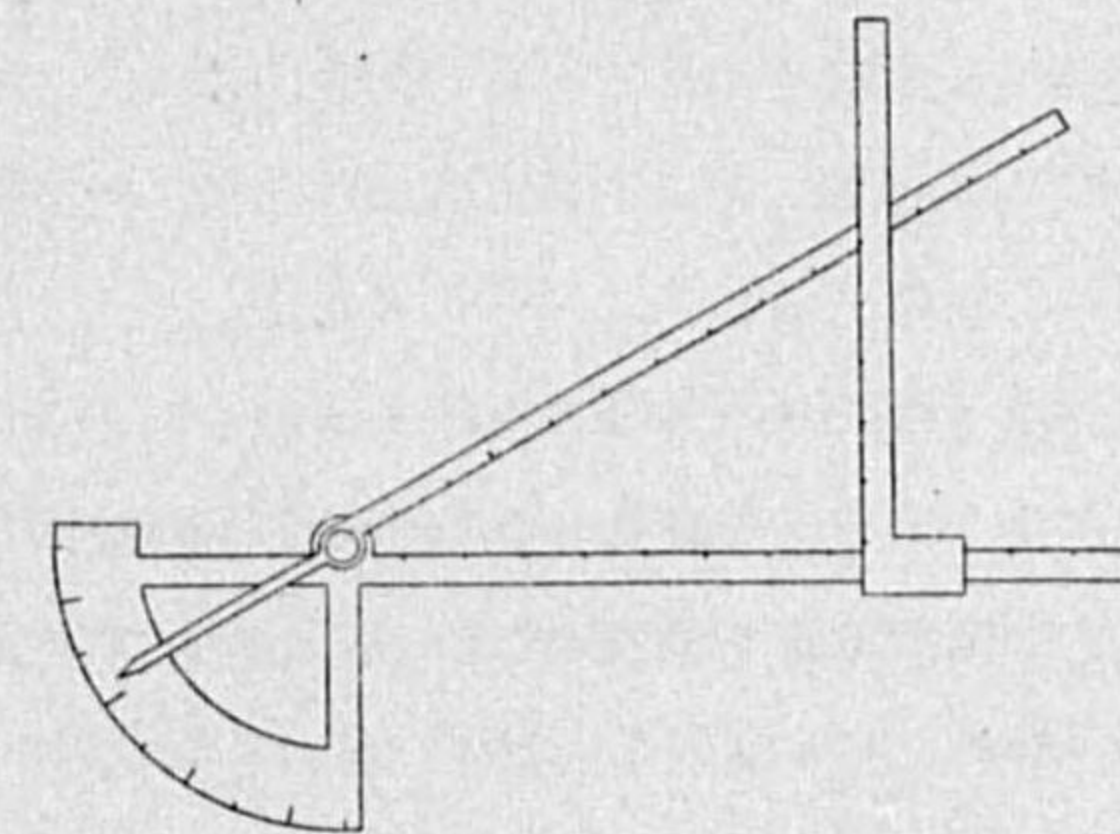
風の統計に於ては、從來觀測時前 20 分間に於ける風速の總和に依る平均風速と、觀測時の風向とを統計して得られた北分東分より平均風向、平均風速を求めてゐる。此の計算は風向と風速とが異なる平均値であると云ふ不合理と、風向の區分が大き過ぎる事に依る誤差も入り、且つ實際上可なりの手数を要する。此の器械に依れば各觀測時別の平均風向、平均風速は、觀測時毎に讀取られた北分、東分の平均より簡単に求められ、又日々の北分、東分の總計から、1 日、1 月、1 年間の各平均風向平均風速も同様に簡単に知る事が出来る。

§ 5. 試験結果

ロビンソン風力計及び風信器に就いては屢論ぜられてゐる如く、ロビンソン係数は摩擦が省略出来ぬ時は風速の函數となる爲、(1) 式では不充分であり、又風向、風速が時間と共に變化する場合には夫々慣性による誤差を生じ、(2)(3) 式は満足されない。併し乍ら實用上には適當に摩擦を小さくし、慣性能率を小さくして (2)(3) 式は近似的に満足されるものと考へる。此等の誤差の見積は、特別な場合を考へれば、ロビンソン風力計、風信器の研究⁽²⁾からも知る事が出来るが、一般的

(1) 高橋浩一郎：氣象集誌。第 15 卷、第 7 號、昭和 12 年。
 (2) O. Schrenk: Zeit. Tech. Phy. J. 10 Nr. 2, 1929.
 荒川秀俊：氣象集誌。第 9 卷、第 10 號、昭和 6 年。
 武田晋一郎：航空研究所彙報。128 號、131 號、昭和 10 年。

第 7 圖



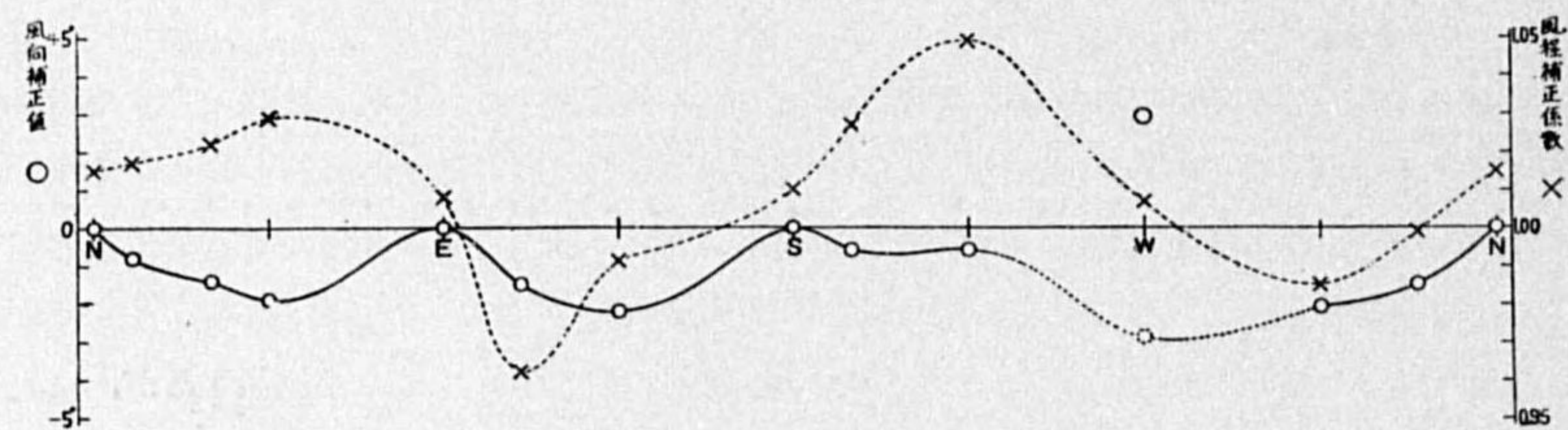
には風の構造が複雑なる為困難である。此の器械の試験結果からも、現在の測風器械で風の観測が行はれる程度には、使用され得る事が想像される。此の器械に用ひた風力計は本邦にて採用されて

ある標準型で、矢羽根は慣性能率を小さくする為めアルミニウムにて作つた。風杯も軽金属にて作れば更に良い結果が得られるであらう。

此の器械では現用の風力計に比し、其の廻轉に依る仕事が幾分多い為摩擦の増加による誤差が考へられる。第 8 圖に此の器械の風力計と準器風力計との比較を示す。3 時間毎の風程を比較したもので幾分ばらついてゐるのは自記紙から讀取つた為である。準器 A は摩擦が多い様に思はれる為準器 B に就いて係数を求めると 1.08 となる。

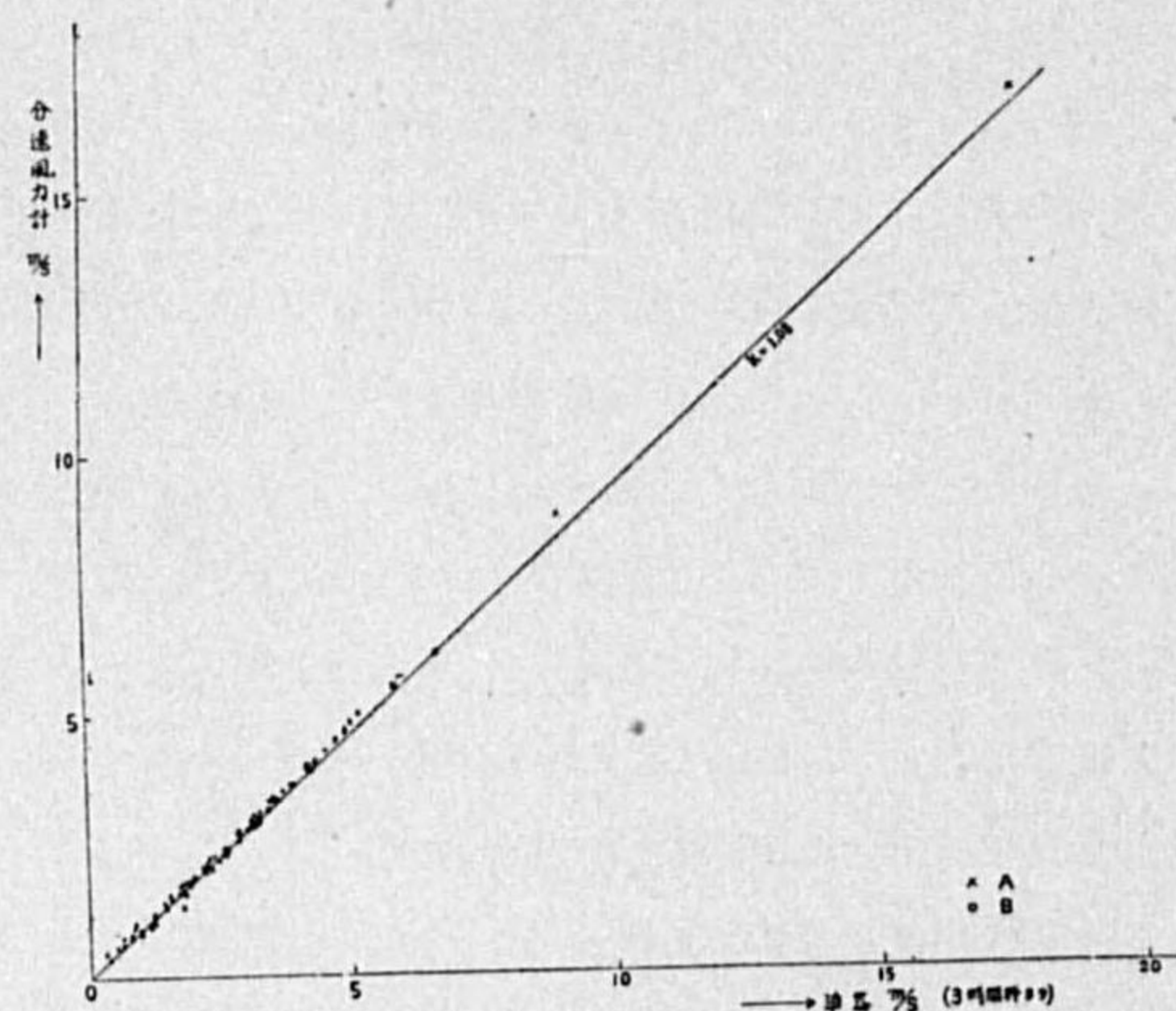
弱い風速の部分から殆ど直線上に載つてゐるから、摩擦の影響は準器の程度なる事が知られる。係数が少し大きいのは風杯が有合せのもので形の良くない為と、管軸が細長い為風に依つて彎曲し、軸受の摩擦を増す影響と思はれる。依つて管軸を頑丈にし、風杯も適當なものを用ひれば係数を 1.0 とする事も出来ると思ふ。

次に此の器械の示す北、東二成分の正確度を調べる為、任意の風向に向けて風力計を廻轉し、其の方向、廻轉數を二つの成分を合成した方向、廻轉數と比較し器械の補正數を第 9 圖に示す。(圖に示すものは結果より見て東分の小車 B' が圓板 A' とカム D' に對して 0.18 耗取付位置が狂つてゐた



為其の補正を施したものである)。風向の誤差は W に於て符號が反對となつてゐるのは、カム K' の取付方向がカム D' に對し少しずれてゐた為め反對の成分を示したものと考へられるから、符

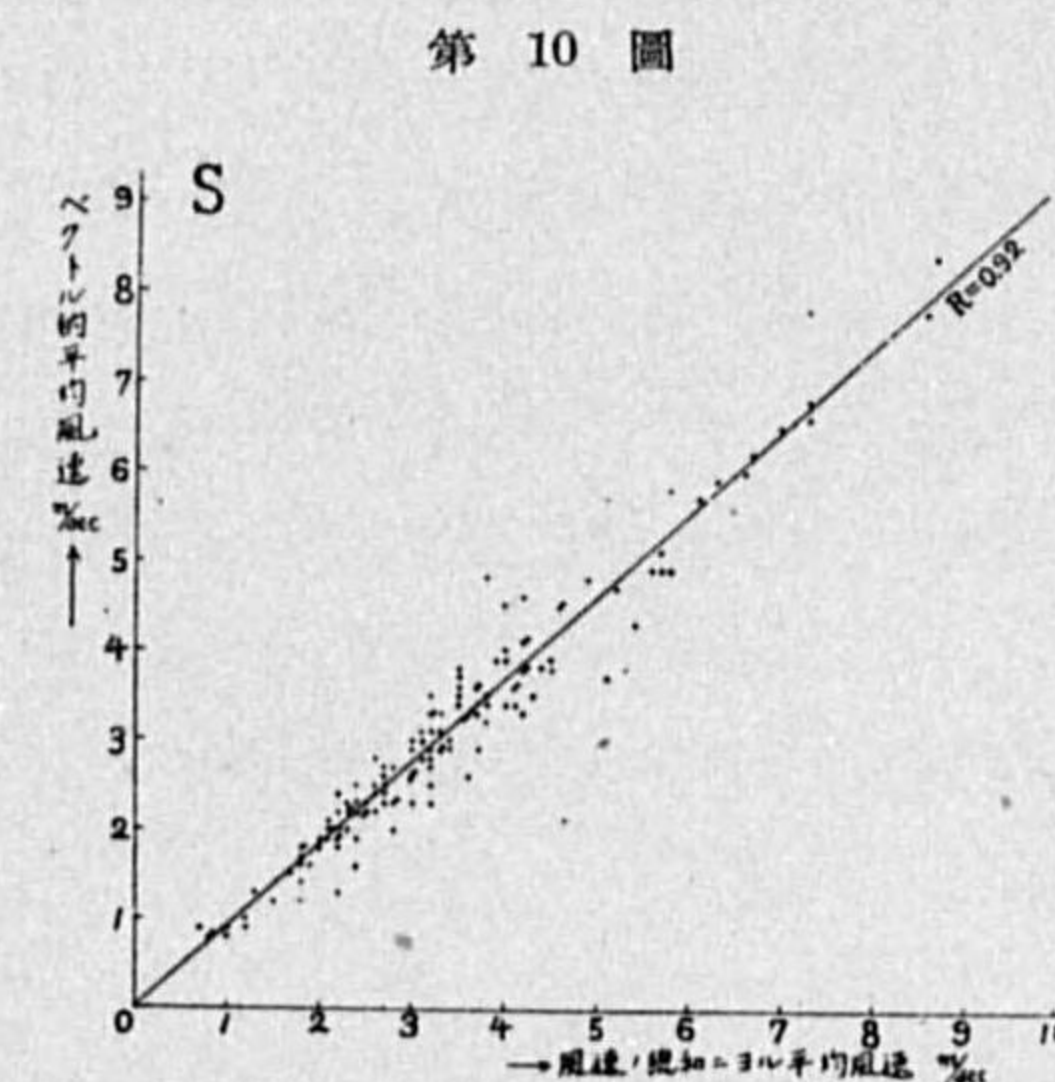
第 8 圖



號を正にとれば、平均の方向から誤差の最大は ± 1.5 位で問題にならない。風程の補正係数が平均に於て約 1% 大きいのは、カム D の正弦曲線の振幅が小車 B の半径と嚴密に等しくなかつた為である。誤差の最大は約 5% となるが、適當な調整に依つて更に小さくする事が出来よう。

自然風に於ける試験は 2 ケ月に涉つて行ひ、其の間 20 米/秒 以上の風速を経験して居るが、何等故障も起らなかつた。摩擦車機構の部分に於いて滑りに依る誤差が起るかどうか間接に調べる目的で、5 個の自記電接回数器に依つて毎 20 分間の風速の總和及び其の東、西、南、北四成分を讀取り、此等から風速の總和に依る平均風速及びベクトルの平均風向、平均風速を求め、この二つの風速の關係を風向別に調べた。一例として南風の場合を第 10 圖に示す。

少しばらついてゐるのはその時の風の亂流の大小により、又各自記電接回数器の時計の一致しない為もあらう。此等二つの風速の比は亂流の程度を表はす量と考へられ、1 は亂流の無い場合で、1 より小さくなる程亂流は大きくなる。此の比を風向別に最小自乗法にて求め第 11 圖に示す。圖に於ける値は 20 分間に風向には甚しい變化が無いものとして上に述べた風向別の檢定曲線に依つて補正されたものである。圖中の數字は觀測回数を示す。



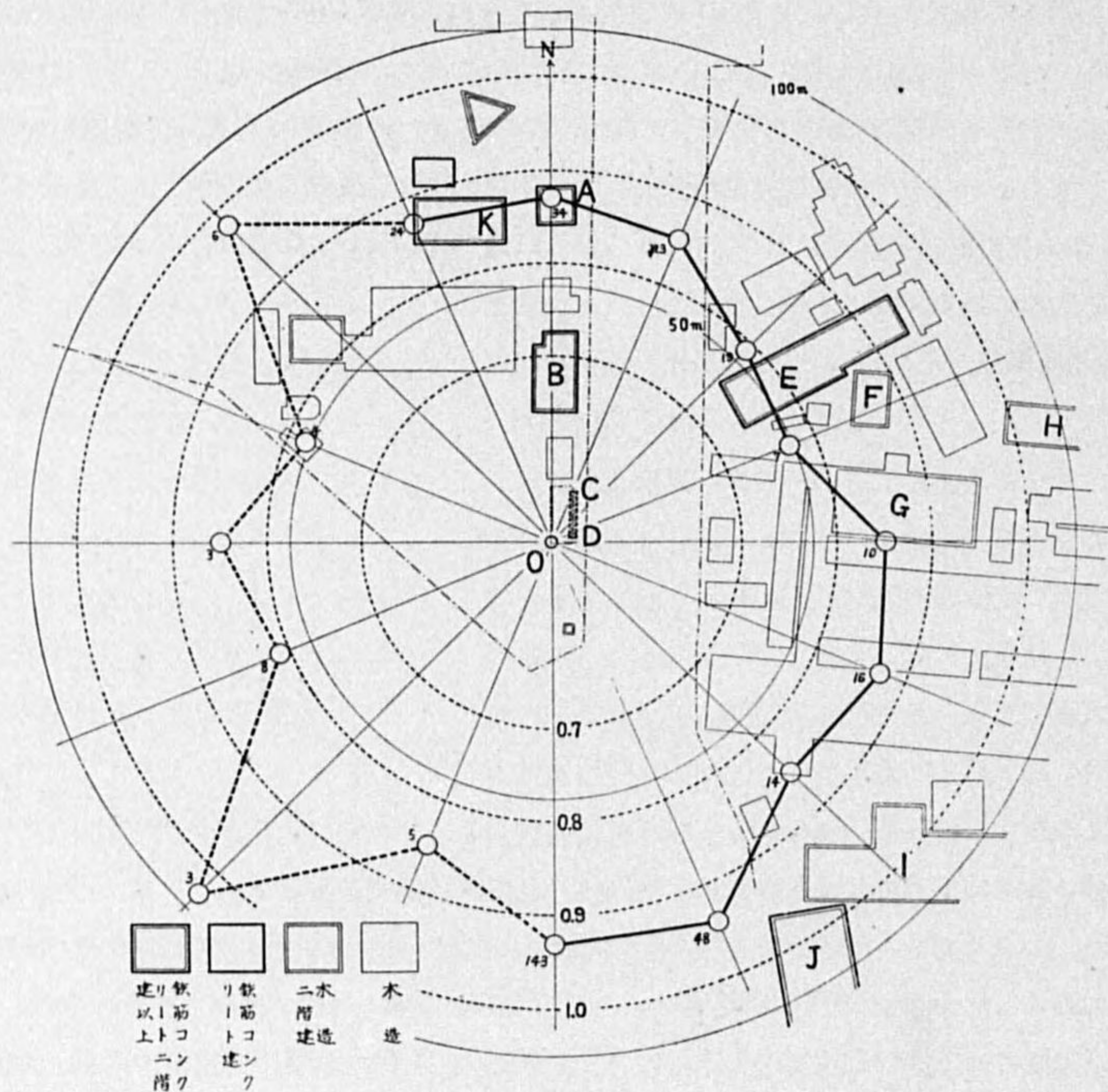
第 10 圖

同圖に記入されてある風に對する障礙物の配置と比較する時、風上側の障礙物の影響が非常に良く表れてゐる。O は此の器械の取付場所で、二階建の建築物の屋根と略同じ高さである。北々西、北及び東南東では亂流は同程度で、東では G、南東では I、J の影響で東南東方向より幾分大きくなり、南々東では道路の方向と一致して亂流は著しく小さくなり、南も同様に障礙物が少ない為略同程度である。北々東から東北東には、CD に此の器械と同じ高さに檢定中の風力計が 15 個並べられてゐる為、此等の廻轉に依る影響で亂流は大きくなり、東北東では最も接近してゐる為著しく大きくなつてゐる。南々西から北西の間は觀測回数が少く、且つ風速が弱かつた為、此等の結果は信用出来ない。此の結果から見ると亂流は 100 米から 200 米位迄の距離の障礙物にて説明出来、障礙物との距離が著しく利いてゐる事が分る。

全觀測に就いて此の比の平均は 0.91 となり、之はダインス風壓計と風信器とを比較して求めた結果⁽¹⁾と大體一致してゐる。障礙物の影響の少ない場所では更に大きくなる筈である。又別に此の器械で得られたベクトルの平均風向と自記風信器の記録とを比較したが良く一致して居り、此等の結果より見ても摩擦車機構に於いて滑りの誤差が殆ど無い事が知られる。

(1) 藤原咲平：測候時報 第 8 卷，第 18 號。

第 11 圖



§ 6. 結 言

此の分速風力計は上述の如く、6本の電線に依り遠隔の場所にも風速の北分、東分を指示又は記録せしめる事が出来、それに依り、第1にベクトルの平均風向、平均風速を知る事が出来る。此の事は又同時に風速の總和をも記録してゐるから、ベクトルの平均風速と風速の總和に依る平均風速との比に依り、風の亂流の程度を比較する事も出来る。第2に風の統計に於いて平均風向、平均風速を従来より遙かに少ない手数で、且つ正確に求める事が出来る。

試験の結果も此の器械が精確度に於いても、取扱ひに於いても、氣象觀測の實用に供し得る事を知つた。尙試作品に就いて茲に指摘した不備な點は今後補ひ度いと思ふ。

終りに本器製作に當り御指導と御鞭撻とを賜つた岡田臺長先生に深謝し、設計、製作に御教示、御援助下された倉石先生、田村工作掛主任及び工作掛諸氏並びに檢定掛諸氏に厚く感謝の意を表す。

大 氣 振 動 の 理 論 (第一報)

櫻 庭 信 一

§ 1. 緒 言

大氣の氣壓振動を論じた文獻は尠しとしないが、大氣の固有振動を求むる事を目的とした研究で著名なのは M. Margules の論文である。以降此の種の研究は決して看却されて來た譯でないが、用ひられた假定は重力方向に静力學的釣合ひの式であり、最近の振動論の傾向から見て充分批判の餘地の存在する所である。即ち H. Solberg⁽¹⁾ は彼の潮汐論に於て垂直加速度の項の無視出来ない事を強調してゐるが、大氣の問題に於ても同様或は夫れ以上に此の項の重要性を帯びる事は論を俟たない。唯 H. Solberg の取扱つた非壓縮流體に對して大氣は壓縮性であり、地球の形狀を球形として取扱ふとしても (Solberg は廻轉橢圓體として論じてゐる)、著しく Solberg の解に比して難解となる事は容易に豫想される。第一報では先づ此の試みとして數理の解式丈けを與へ、數量的解は第二報に譲る。⁽²⁾

§ 2. 基本方程式

今摩擦の伴はない流體の運動を論ずる事とする。球面座標 r, θ, λ , 速度分力 v_r, v_θ, v_λ の記號で小さい運動の方程式は

$$\left. \begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - g &= \frac{\partial v_r}{\partial t} - 2\omega v_\lambda \sin \theta, & -\frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} &= \frac{\partial v_\theta}{\partial t} - 2\omega v_\lambda \cos \theta, \\ -\frac{1}{\rho} \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \lambda} &= \frac{\partial v_\lambda}{\partial t} + 2\omega v_r \sin \theta + 2\omega v_\theta \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

で、連続の方程式は

$$0 = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho \sin \theta \cdot v_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\rho v_\lambda) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r^2 v_r). \quad (2)$$

茲に ρ は密度、 p は壓力、 g は重力加速度、 ω は地球廻轉の角速度である。

$$p = p_0(1 + \epsilon), \quad \rho = \rho_0(1 + \delta) \quad (3)$$

とにおいて p, ρ_0 は振動の無い時の量、 ϵ, δ は振動に與る量とすれば、 ϵ, δ は第一次微少量となる。變化が斷熱的に行はれるとして (等温大氣)

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = \frac{1}{\kappa} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} - \frac{v_r g}{\kappa R T_0} + \frac{v_r g}{R T_0}, \quad \kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad (4)$$

(1) H. Solberg: Über die freien Schwingungen einer homogenen Flüssigkeitsschicht auf der rotierenden Erde I, Astrophys. Norveg., 1, Nr. 7 (1936).

(2) 本論文は數量的解を得て後印刷する筈であつたが、都合により數理の部丈けを先きにした。

の関係がある。等温変化の時は $\kappa=1$ である。

平衡状態に於ては
$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial r} - g = 0$$

から、等温大気を假定して (温度を T_0 とす)

$$p_0 = \bar{p}_0 e^{-\frac{g}{RT_0}(r-a)}, \quad \bar{p}_0 = [p_0]_{r=a} \quad (5)$$

なる気圧の測高公式を得る。 a は地球の半径である。

(3), (4), (5) 式を (1), (2) 式に代入して、高次の微量量を省略すれば

$$-RT_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{\partial v_r}{\partial t} - 2\omega v_\lambda \sin \theta, \quad (6a)$$

$$-RT_0 \frac{1}{r} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta} = \frac{\partial v_\theta}{\partial t} - 2\omega v_\lambda \cos \theta, \quad (6b)$$

$$-RT_0 \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} = \frac{\partial v_\lambda}{\partial t} + 2\omega v_r \sin \theta + 2\omega v_\theta \cos \theta, \quad (6c)$$

$$0 = \frac{1}{\kappa} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \cdot v_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_r) - \frac{v_r g}{\kappa RT_0}. \quad (6d)$$

(6a), (6b), (6c) 式より

$$\left(-\frac{RT_0}{r \sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial \lambda \partial t} + 2\omega \sin \theta \cdot RT_0 \frac{\partial}{\partial r} + 2\omega \cos \theta \cdot RT_0 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \varepsilon = \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 4\omega^2 \right) v_\lambda. \quad (7)$$

(6a), (6b), (6d) より

$$\left\{ -\frac{1}{\kappa} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial r} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{RT_0}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) - g \frac{\partial}{\partial r} \right\} \varepsilon = \left\{ \frac{2\omega}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \cos \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial \lambda \partial t} + \frac{2\omega}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \sin \theta) - \frac{g}{\kappa RT_0} 2\omega \sin \theta \right\} v_\lambda. \quad (8)$$

(7), (8) より v_r を消去し、多少變形して

$$\left[\frac{2\omega}{r} \cos \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{2\omega \cos 2\theta}{r \sin \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial \lambda \partial t} + 2\omega \sin \theta \frac{\partial}{\partial r} + \frac{4\omega \sin \theta}{r} - \frac{g}{c_L^2} 2\omega \sin \theta \right] \times \left[-\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial \lambda \partial t} + 2\omega \sin \theta \frac{\partial}{\partial r} + 2\omega \cos \theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \right] \varepsilon = \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 4\omega^2 \right] \left[-\frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\cot \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{g}{c^2} \frac{\partial}{\partial r} \right] \varepsilon \quad (9)$$

茲に $c^2 = RT_0, \quad c_L^2 = \kappa RT_0.$

(9) 式の左邊を展開して整頓すれば

$$\left[\frac{4\omega^2}{r} (2 - \sin^2 \theta) \frac{\partial}{\partial r} + \frac{4\omega^2 \cos^2 \theta}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{4\omega^2 \cos 2\theta \cos \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^4}{\partial \lambda^2 \partial t^2} + 4\omega^2 \sin^2 \theta \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{8\omega^2}{r} \sin \theta \cos \theta \frac{\partial^2}{\partial \theta \partial r} + \frac{g}{c_L^2} \frac{2\omega}{r} \frac{\partial^2}{\partial \lambda \partial t} - \frac{g}{c_L^2} 4\omega^2 \sin^2 \theta \frac{\partial}{\partial r} - \frac{g}{c_L^2} \frac{4\omega^2}{r} \sin \theta \cos \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right] \varepsilon$$

$$= \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 4\omega^2 \right] \left[-\frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\cot \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{g}{c_L^2} \frac{\partial}{\partial r} \right] \varepsilon \quad (10)$$

今 $\varepsilon = \bar{\varepsilon} \cdot e^{i(h\lambda + kt)}$ (11)

とおき、且つ $r = a + z$ (12)

とにおいて ($a \gg z$) $\frac{1}{r} \propto \frac{1}{a}, \quad \frac{1}{r^2} \propto \frac{1}{a^2}, \quad \frac{\partial}{\partial r} \propto \frac{\partial}{\partial z},$ etc.

なる近似計算を行へば

$$\left[\frac{1}{a} (2 - \sin^2 \theta) \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{a^2} \cos^2 \theta \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{1}{a^2} \frac{\cos 2\theta \cos \theta}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{h^2 k^2}{4\omega^2} \frac{1}{a^2 \sin^2 \theta} + \sin^2 \theta \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{2 \sin \theta \cos \theta}{a} \frac{\partial^2}{\partial \theta \partial z} - \frac{g}{c_L^2} \frac{1}{2\omega a} - \frac{g}{c_L^2} \sin^2 \theta \frac{\partial}{\partial z} - \frac{g}{c_L^2} \frac{\sin \theta \cos \theta}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \right] \bar{\varepsilon} = \left[1 - \frac{k^2}{4\omega^2} \right] \left[\frac{k^2}{c_L^2} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\cot \theta}{a^2} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{g}{c_L^2} \frac{\partial}{\partial z} \right] \bar{\varepsilon}. \quad (13)$$

§3. 解 式

借 $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_0 \cdot e^{ax}, \quad \cos \theta = x, \quad \frac{k}{2\omega} = f$ (14)

とにおいて

$$\left[(1-x^2)(x^2+f^2-1) \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \{2f^2+A(x^2-1)\} x \frac{\partial}{\partial x} + \{Ff^2-F+D+Cx^2 - \frac{f^2 h^2 f^2}{1-x^2}\} \right] \bar{\varepsilon}_0 = 0. \quad (15)$$

(15) 式に於て $x = \infty, \quad x = \pm \sqrt{1-f^2}, \quad x = \pm 1$ は微分方程式論に於ける特異點である。

$$v = \frac{fx}{\sqrt{f^2-1+x^2}} \quad (16)$$

なる變數の變換を行へば、前 2 つの特異點は ∞ の所にある。

(16) 式によつて (15) 式は

$$(1-v^2) \frac{d^2 \bar{\varepsilon}_0}{dv^2} - 2v \left\{ 1 + (3-A) \frac{1-v^2}{f^2-v^2} \right\} \frac{d\bar{\varepsilon}_0}{dv} + \left\{ \frac{1}{f^2-v^2} (Ff^2+D-F+C - Cf^2 \frac{1-v^2}{f^2-v^2}) - \frac{h^2}{1-v^2} \right\} \bar{\varepsilon}_0 = 0. \quad (17)$$

茲に
$$\left. \begin{aligned} A &= 3 - 2\alpha a + \frac{ga}{c_L^2}, & C &= \alpha c - a^2 \alpha^2 + \frac{\alpha g}{c_L^2} a^2, \\ D &= \alpha c + a^2 \alpha^2 - \frac{g}{c_L^2} a h f - \frac{\alpha g}{c_L^2} a^2, & F &= \alpha c + a^2 \alpha^2 - \frac{g}{c_L^2} \alpha a^2 + \frac{h^2 a^2}{c_L^2}, \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

$$3-A = \beta, \quad F/\beta = \gamma, \quad (D-F+C)/\beta = \delta, \quad C/\beta = \sigma \quad (19)$$

とおけば (17) 式は

$$(1-v^2) \frac{d^2 \bar{\varepsilon}_0}{dv^2} - 2v \left(1 + \beta \frac{1-v^2}{f^2-v^2} \right) \frac{d\bar{\varepsilon}_0}{dv} + \left\{ \frac{\beta}{f^2-v^2} (\gamma \lambda^2 + \delta - \sigma f^2 \frac{1-v^2}{f^2-v^2}) - \frac{h^2}{1-v^2} \right\} \bar{\varepsilon}_0 = 0 \quad (20)$$

となり, $\gamma=(\beta+1)$, $\delta=1-\beta$, $\sigma=2-\beta$ の関係で H. Solberg の方程式と一致する. 然し一般に上の関係は成り立たないから別の解を求めなければならない.

$$\text{即ち} \quad \bar{\varepsilon}_0 = (f^2 - v^2)^{-\frac{\beta}{2}} F(v) \quad (21)$$

とにおいて

$$(1-v^2) \frac{d^2 F}{dv^2} - 2v \frac{dF}{dv} + \left\{ \frac{p+qv^2+sv^4}{(f^2-v^2)^2} - \frac{h^2}{1-v^2} \right\} F = 0. \quad (22)$$

茲に

$$\left. \begin{aligned} p &= f^2 \beta (1 + \gamma f^2 + \delta - \sigma), \\ q &= \beta (-3f^2 + 1 - \beta - \gamma f^2 - \delta + \sigma f^2), \\ s &= \beta (\beta + 1). \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

$$(22) \text{ 式の解として} \quad F = \sum_m d_m P_m^h(v), \quad m \geq h \quad (24)$$

とおき,

$$x^2 P_{\nu}^n(x) = \frac{(\nu+1-n)(\nu+2-n)}{(2\nu+1)(2\nu+3)} P_{\nu+2}^n(x) + \frac{(\nu+1-n)(\nu+1+n)}{(2\nu+1)(2\nu+3)} P_{\nu}^n(x),$$

$$x^4 P_{\nu}^n(x) = \frac{(\nu+1-n)(\nu+2-n)(\nu+3-n)(\nu+4-n)}{(2\nu+1)(2\nu+3)(2\nu+5)(2\nu+7)} P_{\nu+4}^n(x) + \frac{(\nu+1-n)(\nu+2-n)}{(2\nu+1)(2\nu+3)} \\ \times \left\{ \frac{(\nu+1+n)(\nu+1-n)}{(2\nu+1)(2\nu+3)} + \frac{(\nu+3+n)(\nu+3-n)}{(2\nu+5)(2\nu+7)} \right\} P_{\nu+2}^n(x) + \frac{(\nu+1+n)^2(\nu+1-n)^2}{(2\nu+1)^2(2\nu+3)^2} P_{\nu}^n(x).$$

なる関係式によつて, (24) 式を (22) 式に代入すれば

$$\begin{aligned} & \sum d_m [m(m+1) - p] P_m^h(v) - \sum d_m [2f^2 m(m+1) + q] \frac{(m+1-h)(m+2-h)}{(2m+1)(2m+3)} P_{m+2}^h(v) \\ & - \sum d_m [2f^2 m(m+1) + q] \frac{(m+1-h)(m+1+h)}{(2m+1)(2m+3)} P_m^h(v) + \sum d_m [m(m+1) - \beta(\beta+1)] \\ & \times \frac{(m+1-h)(m+2-h)(m+3-h)(m+4-h)}{(2m+1)(2m+3)(2m+5)(2m+7)} P_{m+4}^h(v) + \sum d_m [m(m+1) - \beta(\beta+1)] \\ & \times \frac{(m+1-h)(m+2-h)}{(2m+1)(2m+3)} \left\{ \frac{(m+1+h)(m+1-h)}{(2m+1)(2m+3)} + \frac{(m+3+h)(m+3-h)}{(2m+5)(2m+7)} \right\} P_{m+2}^h(v) \\ & + \sum d_m [m(m+1) - \beta(\beta+1)] \frac{(m+1+h)^2(m+1-h)^2}{(2m+1)^2(2m+3)^2} P_m^h(v) = 0. \end{aligned} \quad (25)$$

(25) 式より d_m を決定する式として

$$\begin{aligned} & d_{m+4} \left[(m+4)(m+5) - p - \{2f^2(m+4)(m+5) + q\} \frac{(m+5-h)(m+5+h)}{(2m+9)(2m+11)} \right. \\ & \quad \left. + \{(m+4)(m+5) - \beta(\beta+1)\} \frac{(m+5-h)^2(m+5+h)^2}{(2m+9)^2(2m+11)^2} \right] \\ & + d_{m+2} \left[-\{2f^2(m+2)(m+3) + q\} \frac{(m+3-h)(m+3+h)}{(2m+5)(2m+7)} + \{(m+2)(m+3) - \beta(\beta+1)\} \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \frac{(m+3-h)(m+4-h)}{(2m+5)(2m+7)} \left\{ \frac{(m+3-h)(m+3+h)}{(2m+5)(2m+3)} + \frac{(m+5-h)(m+5+h)}{(2m+9)(2m+11)} \right\} \\ & + d_m [m(m+1) - \beta(\beta+1)] \frac{(m+1-h)(m+2-h)(m+3-h)(m+4-h)}{(2m+1)(2m+3)(2m+5)(2m+7)} = 0. \end{aligned} \quad (26)$$

明らかに (26) 式の解は連分形で與へられるが, 吟味は第二報に譲る.

$$\text{惜} \quad \alpha = \frac{1}{2} \frac{1}{a} (\beta + \xi), \quad \xi = \frac{a}{H}, \quad \frac{1}{H} = \frac{g}{cL^2} \quad (27)$$

の関係によつて

$$\left. \begin{aligned} p &= f^2 \left[\frac{1}{4} f^2 \beta^2 + \left(\frac{1}{2} f^2 + 1 \right) \beta + \frac{1}{2} \xi f^2 - \frac{1}{4} \xi^2 f^2 - \xi h f + \frac{k^2 a^2}{cL^2} (f^2 - 1) \right], \\ q &= \left[-\left(\frac{3}{4} + \frac{1}{2} f^2 \right) \beta^2 + \left(-3f^2 + \frac{1}{2} \right) \beta + \frac{1}{2} \xi^2 f^2 - \frac{1}{2} \xi - \frac{1}{4} \xi^2 + \xi h f - \frac{k^2 a^2}{cL^2} (f^2 - 1) \right] \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

を得る.

$$\text{従つて} \quad \bar{\varepsilon} = \sum_{\beta} \sum_m \frac{1}{a^{(\beta+\xi)/2}} (f^2 - v^2)^{-\frac{\beta}{2}} d_m P_m^h(v). \quad (29)$$

此の式は β が負の場合も成り立つ. 且つ d_m は β の函数である事を考慮して $d_{m,\beta}$ と書けば一般解は

$$\bar{\varepsilon} = \sum_{\beta} \sum_m \left[d_{m,\beta} e^{\frac{1}{2} \frac{\beta}{a} (f^2 - v^2)} + \bar{d}_{m,\beta} e^{-\frac{1}{2} \frac{(\beta+1)}{a} (f^2 - v^2)} \right] e^{\frac{1}{2} \frac{\xi}{a} (f^2 - v^2)} P_m^h(v). \quad (30)$$

茲に $\bar{d}_{m,\beta}$ は (26) 式に於て $\beta = -(\beta+1)$ とおいた時の連分数の解である.

§4. 軸對稱振動

$h=0$, 即ち軸對稱の時には (30) 式は

$$\bar{\varepsilon} = \sum_{\beta} \sum_m \left[d_{m,\beta} e^{\frac{1}{2} \frac{\beta}{a} (f^2 - v^2)} + \bar{d}_{m,\beta} e^{-\frac{1}{2} \frac{(\beta+1)}{a} (f^2 - v^2)} \right] e^{\frac{1}{2} \frac{\xi}{a} (f^2 - v^2)} P_m(v). \quad (31)$$

で $d_{m,\beta}$, $\bar{d}_{m,\beta}$ は

$$\begin{aligned} & d_{m+4} \left[(m+4)(m+5) - p - \{2f^2(m+4)(m+5) + q\} \frac{(m+5)^2}{(2m+9)(2m+11)} \right. \\ & \quad \left. + \{(m+4)(m+5) - \beta(\beta+1)\} \frac{(m+5)^4}{(2m+9)^2(2m+11)^2} \right] \\ & + d_{m+2} \left[-\{2f^2(m+2)(m+3) + q\} \frac{(m+3)(m+4)}{(2m+5)(2m+7)} + \{(m+2)(m+3) - \beta(\beta+1)\} \right. \\ & \quad \left. \times \frac{(m+3)(m+4)}{(2m+5)(2m+7)} \left\{ \frac{(m+5)^2}{(2m+9)(2m+11)} + \frac{(m+3)^2}{(2m+5)(2m+7)} \right\} \right] \\ & + d_m [m(m+1) - \beta(\beta+1)] \frac{(m+1)(m+2)(m+3)(m+4)}{(2m+1)(2m+3)(2m+5)(2m+7)} = 0, \end{aligned} \quad (32)$$

(1) 此の解が成立するのは $f \geq 1$, 即ち 12 時間週期より短い振動に就いてである. 之より長週期の振動に就いて別の解を考慮せねばならぬ.

$$\left. \begin{aligned} p &= f^2 \left[\frac{1}{4} f^2 \beta + \left(\frac{1}{2} f^2 + 1 \right) \beta + \frac{1}{2} \xi f^2 - \frac{1}{4} \xi^2 f^2 + \frac{k^2 a^2}{c_L^2} (f^2 - 1) \right], \\ q &= \left[\left(-\frac{3}{4} + \frac{1}{2} f^2 \right) \beta^2 + \left(-3f^2 + \frac{1}{2} \right) \beta + \frac{1}{2} \xi^2 f^2 - \frac{1}{2} \xi - \frac{1}{4} \xi^2 - \frac{k^2 a^2}{c_L^2} (f^2 - 1) \right], \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \bar{d}_{m+4} & \left[(m+4)(m+5) - \bar{p} - \{2f^2(m+4)(m+5) + q\} \frac{(m+5)^2}{(2m+9)(2m+11)} \right. \\ & \quad \left. + \{(m+4)(m+5) - \beta(\beta+1)\} \frac{(m+5)^4}{(2m+9)^2(2m+11)^2} \right] \\ & + \bar{d}_{m+2} \left[-\{2f^2(m+2)(m+3) + q\} \frac{(m+3)(m+4)}{(2m+5)(2m+7)} + \{(m+2)(m+3) - \beta(\beta+1)\} \right. \\ & \quad \left. \times \frac{(m+3)(m+4)}{(2m+5)(2m+7)} \left\{ \frac{(m+5)^2}{(2m+9)(2m+11)} + \frac{(m+3)^2}{(2m+5)(2m+7)} \right\} \right] \\ & + \bar{d}_m [m(m+1) - \beta(\beta+1)] \frac{(m+1)(m+2)(m+3)(m+4)}{(2m+1)(2m+3)(2m+5)(2m+7)} = 0, \end{aligned} \quad (34)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{p} &= f^2 \left[\frac{1}{4} f^2 (\beta+1)^2 - \left(\frac{1}{2} f^2 + 1 \right) (\beta+1) + \frac{1}{2} \xi f^2 - \frac{1}{4} \xi^2 f^2 + \frac{k^2 a^2}{c_L^2} (f^2 - 1) \right], \\ \bar{q} &= \left[\left(-\frac{3}{4} - \frac{1}{2} f^2 \right) (\beta+1)^2 + \left(3f^2 - \frac{1}{2} \right) (\beta+1) + \frac{1}{2} \xi^2 f^2 - \frac{1}{2} \xi - \frac{1}{4} \xi^2 - \frac{k^2 a^2}{c_L^2} (f^2 - 1) \right] \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

を満足する。

今後此の軸對稱の場合に就いての議論をし、簡単な境界条件を用ひて β に関する和を除いて考へる事にする。

補 遺

$\omega=0$, 即ち非迴轉地球上の振動は Lord Rayleigh の議論せる所で、之に關しては筆者が「海と空」誌上で批判する筈である。此の場合には大氣の弾性の影響が卓越する、弾性振動とでも稱すべき長週期振動と、重力の影響が卓越する、重力振動とでも稱すべき短週期振動がはつきり別々に検出されるのが特長である。

その場合得た重力振動の週期として (等温大氣の假定)

$$T = \frac{4\pi H}{c_L}, \quad H = \frac{c_L^2}{g}$$

之は普通一次元運動方程式より導かれる重力振動の週期

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{H_A}{g}}, \quad H_A = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{c}{g}$$

と異なるので、疑問を有さるゝ向きもあるかも知れぬが、最近 H. Solberg⁽¹⁾の研究によると水平次元

(1) H. Solberg: Schwingungen und Wellenbewegungen in einer Atmosphäre mit nach oben abnehmender Temperatur. *Astrophys. Norveg.*, 2, 122-172 (1936).

が垂直次元に比して無限に大きい境界面内に起る重力振動の週期は前者で與へられ、垂直次元が水平次元に比して無限に大きい境界面内の重力振動の週期は後者によつて與へられる事を證明してゐる。此の事で了解出来るだらう。

富士山の吊し雲と其機巧

阿 部 正 直

緒 言

吊し雲は富士山の風下空間に出現する特殊の雲で其雲形には莢状のものが多く従つて普通の莢状雲の如くに其雲塊を形成する雲粒は絶えず新陳代謝するも雲塊全體としては定箇所止つてゐるものである。發生原因に就ても莢状雲同様に山の障害に依る空氣の波或は渦動などが考へられて來たものである。雲形には莢状雲の外に積雲、層積雲、片積雲や之等の雲形の組合はさつたものが有り全雲形を通じて V 状或は翼状となる傾向が見られる。

雲形機巧に就ては之迄に集誌に述べた事もあるが其後多くの實例に就て雲形と其動きを調べ之と風洞に依る氣流實驗の結果とを比較する事に依つて次の結論を得たもので特色有る吊し雲の形を説明し得ると信するのである。

吊し雲の發生と雲形機巧に関する考察

此雲形が發生するためには山の風下一定の距離に空氣の隆起する箇所が出来なければならない事である。此原因として考へられるものは空氣の波、山の風下に誘起する渦動群、獨立した縦軸迴轉渦動、其他山の風下側から吹き來る下層氣流の影響などで之等に就て論じた事もあるが其後の研究に依つて之を見れば實例に合し難い點を發見するのである。

波動を原因とする時は特殊雲形の説明が出来ない。風下渦動群に對しては渦動が山頂附近から風下山腹一體に發生するから特に一定箇所に空氣の隆起する事は考へ難いが山頂を越す氣流の速度が強く風下山腹に吹き下す形となつた場合には兩側山腹を廻つて風下に吹き込む氣流が合流する邊に空氣の渦動が出来て隆起が造られると云ふ事も想像される。之に相當する雲形としては片積雲群の例が見出されるが吊し雲特有の翼状の雲形を説明する事は出来ない。又縦軸迴轉の獨立渦動が空氣を押し上げるとする原因に對してはもしも此迴轉縦軸が風下に向つて彎曲し傾斜してゐる場合を想像し此渦の外部をなす氣流は迴轉しながら上昇し中央部の氣流は逆に下降する状態に在るとする時

此渦の上端風上部に依つて上層の不連続面を押し上げた形であると見るならば翼状や V 状の雲形を説明出来るかの如くであるが次の事項に對しては不十分であると考へられる。乃ち此雲形機巧では龍卷の如くに漏斗状の雲形の構成が可能となるが、かゝる形の吊し雲は現れない事、兩翼に相當する一方の翼の下方の氣流は上部の氣流と其方向が逆となるから雲形にも其影響が多少でも現はる可きであるが之が見えない事、兩翼の位置は山頂を過り風下方向を含む垂直面に對して對稱となつてゐる事、層積雲形の V 状吊し雲の範圍は比較的廣く其雲形は單獨渦動に依ると云ふよりは山の風下に出来る渦動群に原因するものと考へたい形である事、などである。又山の風下側から吹く下層氣流の影響に對しては下層氣流が風下山腹に誘起する逆氣流を助長させる形となり風下に空氣の隆起が出来るが此場合には吊し雲の位置が山頂に近くなり過ぎて實例に合し難いのみで無く精密なる觀測の結果も此氣流の存在を必要としない事を示してゐる。

吊し雲と同時に笠雲が随伴し其雲形も同種で高さも同一である事が普通である。従つて山の風下氣流に關係ある吊し雲の機巧を知るには笠雲の氣流状態を明かにする必要がある。

吊し雲と共に現はれる笠雲の形

山の風下一定の距離に空氣の隆起する箇所が出来るためには山頂を越して來た氣流が一度下方に吹き下りる事が必要であるが此時山頂近くの山腹に出来る雲形は強風に依る形で白色渦亂状の雲形であるか或は又笠雲が出来たとすも其風下縁は傾斜した形とならないで霧状となるから笠雲の形は山頂を越えた氣流が風下山腹に沿つて下降する状態に在る事を必要とする。従つて強い吹き下し氣流で無ければ不連続面が存在する場合に於て上層の氣流より比重の大きい下層の低温氣流が不連続面以上に浸入して山を越し風下山腹に沿つて下降する状態となつてゐなければならない。

笠雲に關する氣温に就ては富士山頂で菅原氏が實測された結果は暖氣流の下に寒氣流が重つてゐて笠雲は此暖氣流内に出来てゐたとの事である。此資料は笠雲のみで無く吊し雲にも適用出来る氣流状態を示すものである。吊し雲の一部又は全體が波雲から出来てゐる場合がある事から見ても此雲の上部は風速の不連続面があり従つて氣温に就ても亦不連続で有り得る事が推察される。

笠雲の風下縁の形は低温の下層氣流が山腹に沿つて下降してゐる形であるとすれば笠雲は此低温氣流内に發生してゐるものと考へる事も出来るが此氣流が山頂を越してゐる限りは之に重つた暖氣流は風下で渦動を造らずに下層の氣流線に沿つて下降する事氣流實驗に依つても知る事が出来る。従つて笠の風下縁の形は雲が上下何れの層に發生するとも下方に傾斜する事となり此形は山頂から風下山腹に沿つて氣流が下降してゐる時に現はれるものである。

笠雲の形に關する實驗 上層氣流に比し比重の大きい下層氣流を造つて風下山腹に於ける氣流の形を見るためにドライ・アイスに温水を注いで出来る白烟を用ひた。此白烟は比重が空氣より重い性質を利用して風洞内の水平氣流中に置かれた山の模型の風上山麓に此白烟を流す時は烟が山頂や

山腹を越えた場合には風下山腹に密接して下降する。風速が増加すれば風下山腹に渦動が出来る。

次に此白烟を用ひず風洞内の氣流中に線香の烟を混する時は風下山腹に沿つて渦動の出来てゐる事が見えるが先の重い白烟が山頂を越して風下山腹に沿つて降るや山腹の渦動は消失して上層氣流も一樣に山腹に沿つて並行して流れ降るのを見る。此現象は寺澤博士の氣流實驗の寫真中に在る廻轉圓壩を過る氣流の形に該當するものであつて山腹を下降する重い白烟は廻轉圓壩の表面に相當するのである。

吊し雲がかゝる状態の氣流が必要であると云ふ事を證する一例として吊し雲と同時に現はれる形の笠雲には其風下山腹に渦動を表す渦亂状の雲が同時に出現する事が無い。此事實は此種の笠雲の場合には風下山腹に渦動が存在してゐないと云ふ事を示すものであつて時には笠雲の下方に小雲塊が山腹に沿つて下降してゐるのを見る事がある。

吊し雲の雲形機巧に關する實驗

以上に述べた笠雲發生に必要な氣流状態は又吊し雲の發生にも必要であるとすれば特殊の雲形が如何にして出来るかに就て實驗を試みたのである。

實驗は電氣送風機を利用して風洞内の空氣を吸出す事に依つて氣流を作り又寒暖二氣流から成る不連続面を作るためには笠雲の實驗と同様にドライ・アイスに温水を注いで得た白烟を使用し富士山の模型は五萬分の一のものを用ひた。

實驗裝置 白烟が自己の重量で四方に流れ去るのを防ぐために風洞内に特に設備して氣流の方向に平行して垂直に立てた二枚の衝立の間に山の模型を据え衝立の一方を硝子張として側面から内部を見得るやうにした。又烟が風下方向に對し其重量で表面が傾斜する事を避けるために風下の烟の流出口を少しく高めて氣流の速度に關せず實驗に使用する烟の流れる通路では模型を置いて無い時に烟が水平に流れ得るやうに設備した。烟は模型の風上の下方から氣流に垂直の向きに湧出させ模型富士の山頂は下層氣流の表

第 1 圖 氣流實驗により不連続面を造る裝置

面から少しく突出す程度に置いてある。(第 1 圖)
風速と白烟の形 風洞内に氣流が無い時は山頂附近を僅か残す以外山體は白烟に蔽は

れてゐる。氣流が動き初めると山の風上の白烟の表面は高まり風下の表面は低下して來る。風下の烟は風下山腹の烟の不足を補ふ爲めに兩山側を廻つて流れ來るもので此兩側からの烟の合する所に渦動が出来山に對して凸形の V 字形をした隆起が出来る。此隆起を第一 V 形隆起とする。此隆起箇所

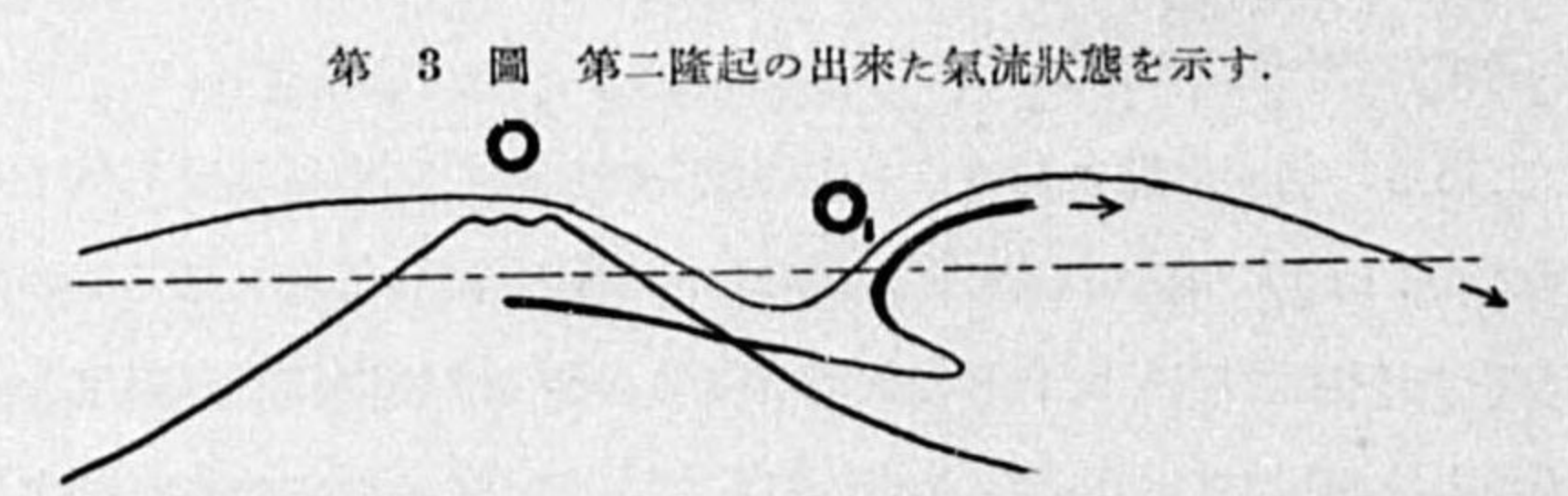
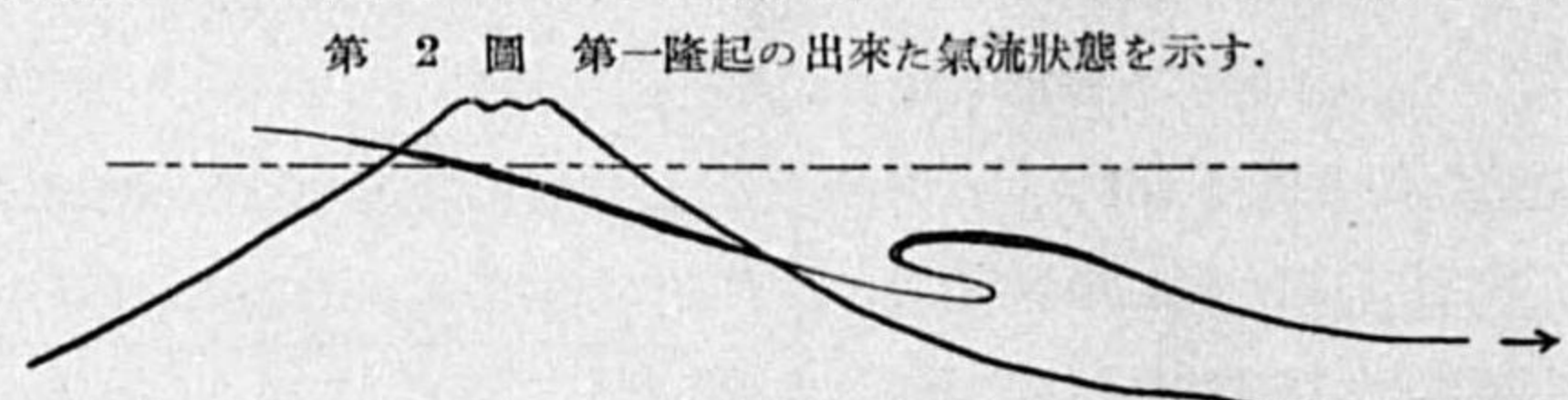
の烟の表面の高さは風上の烟の其に比して低く氣流の速度が増すと共に高さの差は大きくなる。

次に風上の白烟が山頂を越えて風下に山腹を流れ下る時には第一V形隆起の前方に衝突する事になり其爲めに此烟の隆起箇所は高まつて特殊の形が出来る。此時の隆起を第二V形隆起とする。氣流の衝突に依つて出来た第二V形隆起は風洞内の風速が大きく第一隆起が山頂から遠く離れて山麓に低く出来てゐる場合には其隆起の高さは著しくないが風洞内の氣流の速度を次第に減じて行くと山の風上と風下との烟の表面の高さの差が減じて行くと共にV形隆起の先端は山頂に近寄つて来る。一方第二V形隆起は著しく發達してV字形をした白い薄絹のやうな烟の隆起が構成される。此隆起が吊し雲の原因となるもので其形や動きは翼形の吊し雲の雲粒の動きとよく一致するものである。

雲の發生原因となる氣流の隆起する高さは氣流の速度、不連続面の高さ、上下氣流の氣温の差、風下山腹の傾斜角度に關するものであつて氣流の速度が大なれば山の風下に於ける第一隆起の高さは低く又第二隆起も不連続面を押し上げる程度に發達出来ない。更に風速が増加すれば此様な氣流の形は破れて渦亂氣流となる。従つて適度の風速を必要とする。不連続面の高さが山頂より低い程下層氣流は山頂を越え難くなるが山を越した時は風下に於ける下降距離は増す事になり又上下氣流の氣温差が大きい程山を越えた下層氣流は強く風下で衝突を起すものと察せらる。風下山腹の傾斜度が大きい程下降氣流の速度は早く角度は衝突の大きさを決定するものと思はる。之等の諸原因の適當な組合せに依つて出来た第二V形隆起の高さが不連続面を押し上げる程度のものであれば吊し雲は發生する事となり此押し上げる力の大小は雲形を定める事になる。

流線略圖の説明 第2第3第4圖は白烟の進む方向の概念を示す爲の略圖で第2第3圖は流れの方向を含む垂直面に對し垂直方向から見た側面圖で第4圖は上部から見た平面圖である。線の太さに大小の有るは立體的に表す試みであつて太線は紙面から眼に近く細線は眼より遠い事を意味する。従つて第4圖に於て太い線は上方を流れ細い線は下方を流れてゐる部分を示す。第2圖は第一V形隆起の形、第3圖は第二V形隆起の形を示す氣流線である。今第4圖に就て見る

にOは山頂、O-O₁-O₂は山頂から風下方向に流れる氣流、A-A₁-A₂、A'-A'₁-A'₂は夫々不連続面と山と交はる附近の兩山側の下層氣流が山の後方に進む流線とする。此氣流がAからA₁にA'からA'₁に来て互に合しA₁とA'₁に對稱の位置に渦動を造る。又B-

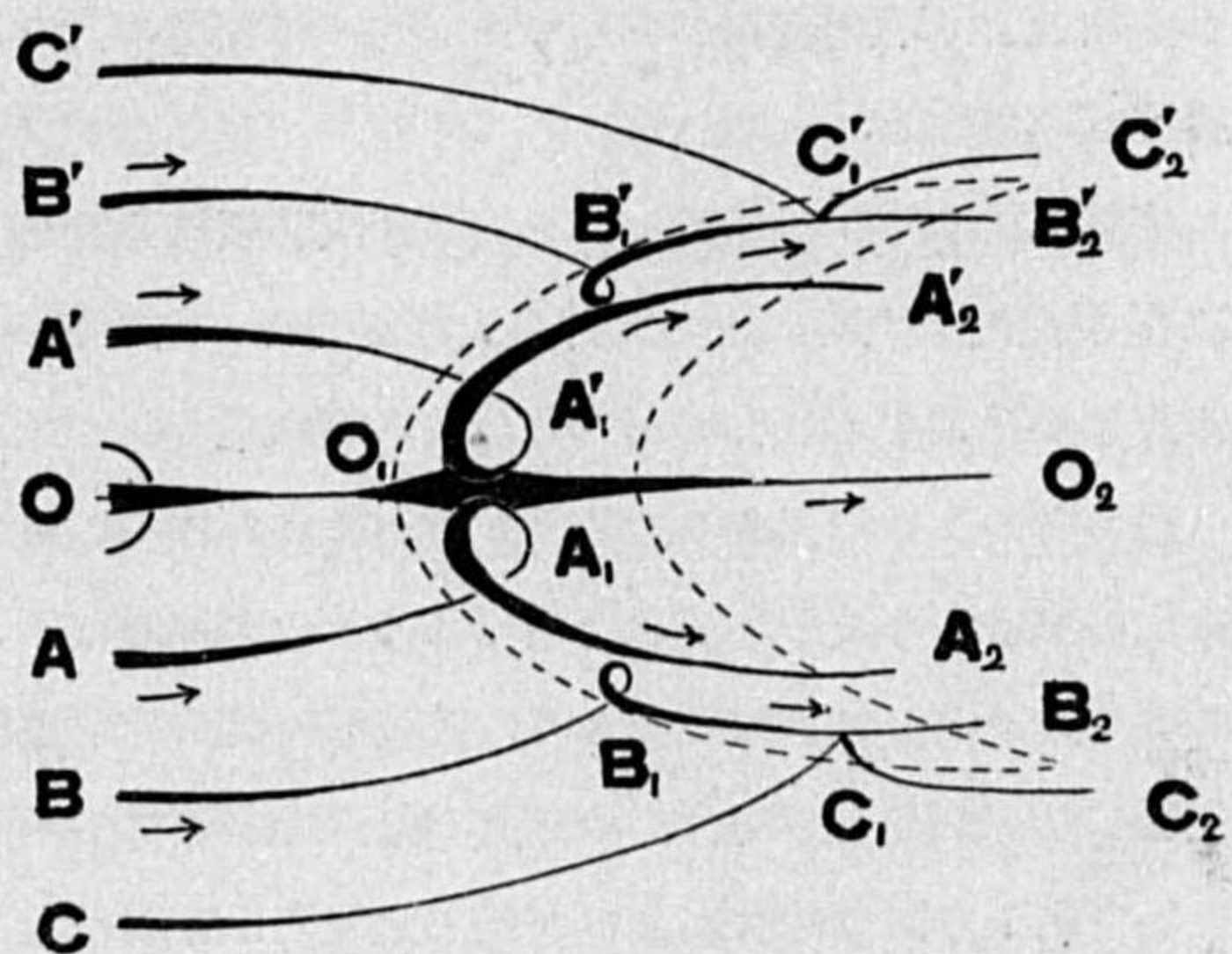


第2圖 第一隆起の出來た氣流状態を示す。

第3圖 第二隆起の出來た氣流状態を示す。

B₁, B'₁の流は夫々A及A₁の末流A₁-A₂, A'₁-A'₂とE₁, B₁に於て衝突する。以下同様にしてO₁を頂點とするV形の隆起C₁O₁C'₁が出来る。此隆起は又下層氣流の上方に突出してゐる山の部分を越えて風下に流れ下る氣流との衝突に依つて點線で圍んだ範圍が著しく發達して第二V形隆起となり吊し雲を發生さす。O-O₁-O₂は山頂を越えた流線の風下に於ける形を示す。

第4圖 上部から見た翼形となる氣流状態を示す。



實驗上の氣流の隆起と吊し雲との比較

吊し雲の形と實驗に依る烟の隆起の形、雲粒の動きと烟の動きとを比較して見ると次の如くである。

吊し雲の中で殊に層積雲状のものに於ては此雲の風上部で次々と發生する雲粒の動きは第4圖のO₁の附近の箇所で山の兩側から流れ込んだ烟が山に向つて風下山腹の烟の空所を充さんとして逆流する先端の動きと同様である。

大型の層積雲状でV字形をした吊し雲の形や其發生範圍は全く實驗によく一致するのであつて集誌10卷第1號に發表した吊し雲の實測に依る形は此實證ともなる一例である。又雲の兩翼に相當する箇所の雲粒の動きは實驗に於ける風下山腹を流れ下る烟が衝突後流れ行く動きと同様である。

翼状をした美しい吊し雲の風上部に雲粒が盛んに湧出してゐる様が見られるが此湧出する箇所は第4圖のO₁を中心とする附近で烟が衝突後隆起する爲めに上方に向つて吹き上げる形に相當する。

斯く吊し雲はV状の渦動群が原因となるが雲形の主體をなす部分は圖のA₁, A'₁の箇所に於ける渦動と氣流の衝突に依るものである。普通の吊し雲の形は不連続面が押し上げられて出来た形であるから英状雲形で廻轉形にはならないが渦動部に雲が發生した時は廻轉雲形を伴つた形として現はれる。縦軸廻轉渦動の動きは山側を廻つて山の風下に流れ来る氣流が廻轉縦軸の周りを廻つて風下に流れ去つて行く形のもので略圖に依つて察せられる。

特殊例の雲形機巧に對する考察

笠雲と吊し雲は一般に同一高さに出現するが此特殊例に就て考察を試みる。

吊し雲に對し山頂に笠で無く上方に英状雲の存在する例 氣流實驗に於ては不連続面の高さは山頂から少しく下方に在る場合に就て行つたのであるが不連続面の高さが山頂より高くなると同時に

先に述べた山の風下に於ける氣流の隆起現象が直ちに消失するのでは無く次第に少くなるのであるから山頂より不連続面が少しく高い時には笠雲の代りに山頂を少し離れて莢状雲が出来る事は有り得べき事である。

笠雲を伴はない吊し雲の例 山頂が上層氣流を押し上げる影響は一定してゐるが風下に出来る第二V形隆起が上層に對して押し上げる力は一定で無い。従つて上空に在る不連続面に對して吊し雲だけが發生する場合は考へられる。翼状吊し雲に此例が多い。

吊し雲の高さが笠雲の高さより高い例 此機巧に就ては笠雲の形を調べる必要がある。笠雲の形は山の風上から風下に山頂を蔽つてゐるのが普通であるが時には風上山頂のみに沿つて發生し風下の部分には雲の無い場合がある。此機巧に就ては不連続面が二つ有つて其中間の笠雲を發生すべき氣層の厚味が少ない場合には此薄い層が山の障害のために山に沿つて山形に山頂を越えた形とならないで風下方面で此層が分れて風下山腹では此層の上下氣層が合して下降してゐるものと考へるならば風上山頂だけを蔽つた笠雲の機巧を説明する事が出来ると思ふ。

今笠雲より高く現れた吊し雲の例に就て其時の笠雲の形を見るに笠雲の風下の部分は左右に分れて居り山頂から風下山腹に沿つた氣流内には笠雲と同じ高さに於ても雲を發生し得る要素が含まれてゐないと云ふ事を示す形である。又笠雲を發生した層を挟む上下氣層は山の風下に第二隆起を發生し得る關係に有つても雲を發生する状態に無いものとするならば吊し雲の第二V形隆起の主要部となる氣流は假令力強い第二隆起を造つてゐたにせよ笠雲と同じ高さには吊し雲を發生する事は出来ない事になる。今笠雲の高さより更に高所に雲を發生し得る状態に在る別の不連続面が存在してゐたとすれば第二隆起が押し上げる力に依て此面に吊し雲が發生する事は推察され得ると思ふ。

以下に示す雲形實例は何れも活動寫眞を利用して雲粒の動きを調べたものであつて特に立體寫眞に撮影した雲形は立體的に見た説明を試みた。立體寫眞の二點間の基線距離は500米である。

獨立迴轉氣流の實例

山の風下に獨立した縱軸迴轉の雲形が出来た例 昭和10年5月22日15時55分に撮影した雲形は頂點を下にした圓錐狀の迴轉雲形で其形や雲粒の動きは吊し雲とは異つた性質のものであるが山の風下に出来る縱軸迴轉氣流に依る雲形の例として掲げる事とした。活動寫眞に寫された此雲形は山の風下から見たもので其發生の有様を見ると山頂から風下一帯に攪亂流や逆氣流の有る中に二ヶ所の空間に押し上げられた氣流に依つて片雲が發生し縱軸迴轉をしながら其大きさは次第に増大し左方の雲塊は迴轉傾向を示した程度で消失したが右方のものは益々擴大して頂點を下にした圓錐狀の雲形を成したのである。迴轉方向は上から見て時計の針と同じ向きであつて山に對する渦の位置から見ても當然であると考へられる。雲形は上から下に向つて丁度龍卷と同様の發達をした。此實例は山の風下に一對の縱軸迴轉の渦動が構成される可能性の有る場所が出来てゐる事を示すも

ので此渦は獨立したものとなつた例である。

吊し雲の實例

楕圓或はレンズ型に屬するもの 昭和11年12月11日9時58分撮影のものは其一例である。此雲形は普通によく現はれる莢状の吊し雲で雲形が一重の事もあり又二重三重等の事もある。其形に従つて飛行船や魚などに見える。(第5圖1)

翼状をしたもの 昭和5年1月27日9時55分から10時17分迄に撮影した例で是等のものは立體撮影となつてゐる。此雲形(第5圖2)は集誌第10卷1號に發表したもので見掛上の形は漏斗狀にも見えるが之は莢状雲形が同一高さに列んで翼状をしてゐるものであつて兩翼の會合點たる風上部は少しく下方に雲形が伸びてゐる。集誌には此雲形機巧として風下方面から吹き來る下層氣流の影響を假定したのであるが此雲形も亦先に説明した雲形機巧に依つて説明する事が出来る。

昭和8年5月12日14時47分撮影の例。(第5圖3)は歐文報告第6卷1號中に載せたもので翼状をした層積雲から成つてゐる吊し雲である。山の風下から見たものであるから其形を明瞭に見る事が出来て雲の兩翼は山頂から風下に立てた垂直面に對して對稱の位置に在る事が知られる。

昭和8年9月10日7時35分撮影(立體撮影)の例は白色の纖維状をした翼形の吊し雲(第5圖4)で雲の風上部で盛んに雲粒が發生し兩翼部を構成する雲粒が風下に向つて流れて行く様子が

第 5 圖

