

## 電離層電位の測定法とその誤差について\*

岩 田 晃\*\*

要旨われわれは、全世界の雷活動度の指標となる、いわゆる電離層電位の測定法についての考察を行った。大気静電場の標準的高度分布として、Gish (1944) の与えた実験式を仮定した場合に、電位傾度ゾンデにより得られる測定値と、大気の電気伝導度の標準高度分布とから電離層電位を求める方法を示し、その精度を数%以下の誤差に抑え得ることを示した。また電離層電位の汎世界性を実証するための予備実験として、測定値の日、独共同による国際比較を行った。すなわち、西ドイツのワイセナウにおいて、日、独両国製の電位傾度ゾンデを同時に飛ばし、電離層電位の同時比較を行ったところ、両者の測定値が、 $\pm 10\%$ 以下の差異で、互いに一致することが判った。従って、この程度の測定差を許し得る範囲内において、電離層電位の世界的な同時比較と、その成因に関する論議を進展させることが出来るようになった。

## 1. まえがき

大気電気学の基本量の一つである、晴天領域における大気静電場の維持について、Wilson (1920) は、電雲から発生し上層へ向う電流が、上層大気の電気伝導度が高い領域で、汎世界的に広がり、それがさらに地球の晴天域における大気の電気抵抗をとおして、大地に流れ込むという、地球物理的なからくりがあり大気中に静電場が発生するという Global Circuit の仮説を出した。しかし、地表附近における大気静電場は、大気の電気伝導度、および空間電荷の複雑な局地的変動の影響を受けるので、陸上の測定で、世界時の変化と、地域時の変化とを分離することは、非常に困難である (Bhartendu, 1971, Koenigsfeld, 1971)

大気の電気伝導度の日変化が少いと考えられている海上における大気静電場も、空間電荷の変動や、大きなスケールでの大気の電気伝導度の変化の影響をまぬがれる事は出来ない。(Mühleisen, 1958, Kraakvik, 1958) 他方、世界における雷活動度は時々刻々複雑に変動しており、日々同一の変化を繰返すとはまず考えられない。従って Global Circuit を実証するためには、海洋上の各所で同時測定を行い、大気静電場変動の全世界同時性を

たしかめる必要がある。この点についても、今日未だ世界における有効なデータが十分あるとはいいい難く、今後さらに観測の積み重ねが必要である。(Takagi and Kanada, 1972) 以上の点から、世界の雷活動を直接示す量として、陸上で測定出来る電離層電位が最も重視されるべきであろう。(Clark, 1958, Mühleisen, 1971)

Fischer (1962) によれば、西ドイツのワイセナウで、気球により測定された電離層電位は、日変化量が $\pm 20\%$ 年変化量が $\pm 8\%$ ある事を示しており、日変化の位相が、カーネギー号による海洋上の大気静電場の日変化位相と一致した。

わが国においても、畠山、内川等により、IGY 以来、各種電気ゾンデの開発、改良が行われ (Hatakeyama et al. 1958, Uchikawa 1963, 1966, 内川, 1966) 電離層電位が測定されているが、測定方法と精度に問題が全くないわけではなく、このため測定結果の、地球物理学的解釈も部分的には不十分なまま今日に及んでいる。

電位傾度ゾンデの過去における国際比較は、1965年5月に、西ドイツのワイセナウで、日本、ベルギー、西ドイツ、インド、アメリカの5カ国が参加して行われたことがある。(Uchikawa, 1963) しかしこの時は天候の良くない時期に実験が行われた点もあり、各国の間で数%から数十%に及ぶ差を生じ、国際間における大気電気観測資料の比較に対する有効な結論を得る事は出来なかった。そこでわれわれは、今回改めて、電離層電位の測定法に関する考察を行い、新しい解析方法とその誤差を評

\* The evaluation method of ionospheric potential and its error

\*\* A. Iwata 名古屋大学空電研究所

——1974年6月24日受領——

——1976年1月16日受理——

価し、さらに日、独両国製の電位傾度ゾンデを用いて、同時に電離層電位を測定し、その差異の大きさを評価した。

2. 電離層電位の測定法

われわれが、大気電気学で一般に取り扱っている電離層電位とは、大気上層に存在する導電層が地球表面に対して有する電位のことで、一般に次式（積分法とよぶ）で定義する。

$$V_I = \int_0^{\infty} E dh \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $E$  は高度  $h$  における大気静電場である。しかし、現実的な測定資料の解析法としては、高度  $h_n$  における大気静電場  $E_n$  を用いた近似法を行い、その一つは相加平均法で、次式を用いて電離層電位  $V_I'$  を求める。

$$V_I' = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{E_n + E_{n-1}}{2} (h_n - h_{n-1}) \dots\dots\dots (2)$$

ここで、高度  $h_n$  の採り方は、大気静電場  $E_n$  が急変する高度、ないしは指定気圧面高度を採用するが多い。一般に大気静電場は高度の増加とともに指数関数的に減少することが知られているので、次式で与えられる相乗平均法を用いる方が計算の誤差が少くなる事が予想される。

$$V_I'' = \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{E_n \cdot E_{n-1}} (h_n - h_{n-1}) \dots\dots\dots (3)$$

実測値の資料解析におけるこれら2つの近似法の得失を論ずる必要上、われわれは、大気静電場の高度分布の標準例として、Gish (1944) が与えた実験式を用いる。

$$E = 81.8 \exp(-4.52h) + 38.6 \exp(-0.375h) + 10.27 \exp(-0.121h) \dots\dots\dots (4)$$

ここで大気静電場  $E$  は V/m、高度  $h$  は km で表わすものとする。この式を積分法に従って、(1) 式を用いて電離層電位を求めると、206 kV となる。そこで高度間隔を0.25, 0.5, 1 km にした時に、相加平均法と積分法との間に生ずる差が、前に求めた電離層電位 (206 kV) に対して占める割合を調べたところ、0.25 km 程度にすれば計算により生ずる誤差は2~3%になる事が判明した。

また同様なことを相乗平均法と積分法について行った場合には、高度間隔を1 km にしても、計算により生ずる誤差は4%程度にしかならない。

したがって、サンプリングの頻度が少ない場合には相乗平均法を用いるのが望ましいが、通常は、大気静電場の測定記録の上で、電場の変化はリニアスケールである

ので、相加平均法の方が静電場の変化点を見出しやすい点もあり、相加平均法を用い、サンプリング頻度を細かくする事で誤差の増加を抑える方が得策である。

3. 残存電位

前節で用いた Gish (1944) の実験式にも明らかな様に、大略的に見ると、大気静電場は高度とともに指数関数的に減少する。しかし現在用いられている電位傾度ゾンデの測定精度は、0.5~1 V/m 程度であるので、電位傾度ゾンデによる直接測定はむしろ、数 V/m になるまでの高度迄に止め、それ以上の高度については、別に見積ることとする。すなわち、電離層電位  $V_I$  は電位傾度ゾンデの飛揚によって求められる実測した大気静電場より計算される電位  $V_M$  と、大気の電気伝導度を見積る事により計算される残存電位  $V_R$  との和より成ると考える。

$$V_I = V_M + V_R \dots\dots\dots (6)$$

ここに  $V_M$  は相加平均法により次式で求められる。

$$V_M = \sum_{n=1}^N \frac{E_n + E_{n-1}}{2} (h_n - h_{n-1}) \dots\dots\dots (7)$$

残存電位  $V_R$  は、十分精度良く、大気静電場  $E_H$  が測定出来た最高々度  $H$  を用いて次式で与えられるものとする。

$$V_R = F \cdot E_H \dots\dots\dots (8)$$

ここで  $F$  を残存電位係数と呼ぶことにする。次に高度  $H$  での空地電流を  $I_H$ 、高度  $H$  以上の領域において、気柱の持つ抵抗を  $R_R$  とし、高度  $H$  以上では  $\text{div } I = 0$  が成り立つとすると、ここではオームの法則が成立し、残存電位  $V_R$  は次式で与えられる。

$$V_R = R_R \cdot I_H \dots\dots\dots (9)$$

さらに高度  $H$  での大気の電気伝導度を  $\lambda_H$  とすると、その場所におけるオームの法則より次式が得られる。

$$I_H = \lambda_H \cdot E_H \dots\dots\dots (10)$$

残存電位係数  $F$  は、(8), (9), (10) 式を用いて、

$$F = \lambda_H \cdot R_R = \lambda_H \int_H^{\infty} \frac{1}{\lambda} dh \dots\dots\dots (11)$$

となり、これは大気の電気伝導度  $\lambda$  の高度分布に依存する量である。また (8) 式を書き直して、

$$F = \frac{V_R}{E_H} = \frac{1}{E_H} \int_H^{\infty} E dh \dots\dots\dots (12)$$

となり、大気静電場  $E$  の高度分布からも定めることが出来る。

ここで、直接測定法と、残存電位法との比較をするため、大気静電場  $E$  の標準値として、Gish の与えた実

第1表 直接測定法と、残存電位法とにより生ずる誤差の割合。

高 度	直接測定法	残存電位法
5 km	2.4%	2.6%
10 km	4.9%	3.4%
15 km	7.3%	3.8%
20 km	9.7%	3.9%

験式(4)を用い、誤差として1V/mを加えた場合に生ずる差の電離層電位に占める割合を、直接測定法と残存電位法とについて求めた値を第1表に示す。表から明らかなごとく、数km以上の高度になると残存電位法の方が誤差が少くなる事が判る。

4. 大気静電場の高度分布

現在までのところ、高度10km以上の高度での大気静電場の値を決定出来る信頼度の高い測定結果はほとんどない。従って、ここでは、大気の電気伝導度を求める事により、大気静電場の高度分布に対する見積もりをすることとする。

一般に高度5km以上の高層大気中においては、大気中の小イオンと強い結合力を持つサブミクロンエーロゾルの数密度が低いと考えられるので、小イオンの数密度  $n$  の時間変化は次式で与えられると考えてよう。

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 $q$  はイオン対生成率、 $\alpha$  は正負小イオンの再結合係数である。静的な定常状態では  $dn/dt = 0$  が成り立っており、イオンの数密度  $n$  は次式で与えられる。

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} \dots\dots\dots (14)$$

大気の電気伝導度  $\lambda$  は、正負両イオンによる電気伝導度の和であるゆえ

$$\lambda = 2ekn = 2ek\sqrt{\frac{q}{\alpha}} \dots\dots\dots (15)$$

となる。ただし  $e$  は電子の素電荷、 $\kappa$  は正負両イオンの平均移動度とする。

イオンの移動度  $\kappa$  は空気の密度に反比例するので、標準状態での値  $\kappa_0$  を用いて、

$$\kappa = \kappa_0 \frac{TP_0}{T_0P} \dots\dots\dots (16)$$

で与えられる。ただし  $T, P$  は空気の温度および気圧で、 $P_0 = 1013\text{mb}$ 、 $T_0 = 273^\circ\text{K}$  とする。

イオン対生成率は空気の密度に比例するので、標準状態での値  $q_0$  を用いて次式で表わされる。

$$q = q_0 \frac{T_0P}{TP_0} \dots\dots\dots (17)$$

小イオンの再結合係数  $\alpha$  は、J.J. Thomson の理論により (Loeb 1960) (Appendix 参照)

$$\alpha = 1.63 \times 10^{-12} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{3/2} F(x) \dots\dots\dots (18)$$

ただし、 $F(x)$  は次式で表わされる確率関数である。

$$F(x) = 1 - \frac{4}{x^4} \{1 - (x+1)\exp(-x)\}^2 \dots\dots\dots (19)$$

ここに、 $x$  は温度および気圧により定まる値で次のように表わされる。

$$x = 3.64 \left(\frac{T_0}{T}\right)^2 \left(\frac{P}{P_0}\right) \dots\dots\dots (20)$$

従って、大気の電気伝導度  $\lambda$  は、(16) (17) (18) 式を(15)式へ代入し、 $\kappa_0 = 1.4 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$  を採用すると、

$$\lambda = 3.52 \times 10^{-17} \left(\frac{P_0}{P}\right)^{1/2} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{5/4} \left(\frac{q_0}{F(x)}\right)^{1/2} \dots\dots\dots (21)$$

となる。気温、気圧およびイオン対生成率が与えられれば、(21)式により、大気の電気伝導度  $\lambda$  を決定することができる。

気温と気圧の高度分布は、U.S. Standard Atmosphere Supplement 1966 を採用すると、地理緯度  $15^\circ$  おきの値が1月と7月について与えられているので、内挿により、豊川(地理緯度  $34.8^\circ\text{N}$ ) の値を定めることが出来、第1図および第2図にその結果を示す。

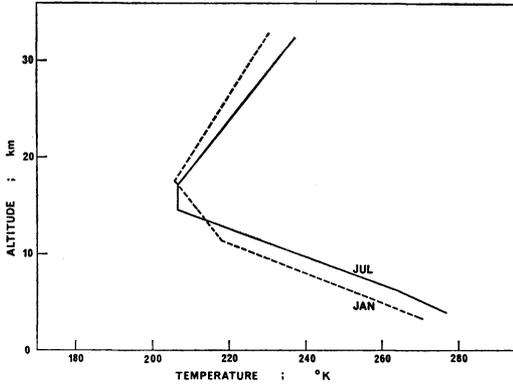
イオン対生成率については、高度5km以上における電離源は宇宙線のみと考えてよい。宇宙線強度の高度分布については、Neher (1967) により、17カ所の異なった磁気緯度における測定結果が与えられており、豊川(磁気緯度  $24.1^\circ\text{N}$ ) について得られる内挿値を第3図に示した。

そこでこれら三要素の値に基づいて、式(20)、(21)を用いると、大気の電気伝導度  $\lambda$  の高度分布が定まり、大気静電場の高度分布は、オームの法則を適用すること

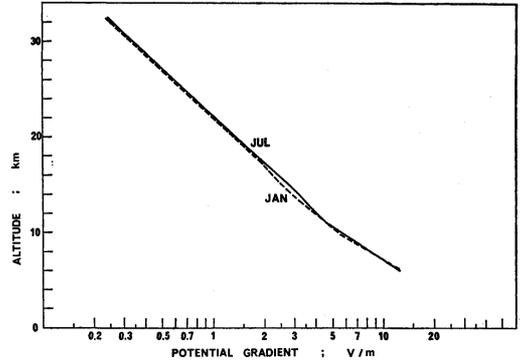
$$E = \frac{I}{\lambda} \dots\dots\dots (22)$$

によりから求められる。空地電流  $I$  の、高度数 km における実測値として、Kraakevik (1958) が得た、 $2.7 \times 10^{-12} \text{ A/m}^2$  を採用した時の電場変化を第4図に示す。

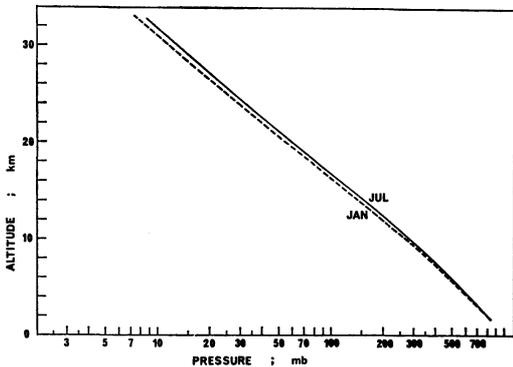
この大気静電場の高度分布によれば、高度25kmより32kmまでの間で、電場が単一指数関数的減少をしている事は明らかである。成層圏においては、1月と7月における電場分布の差異が大きい。高度32km以上につ



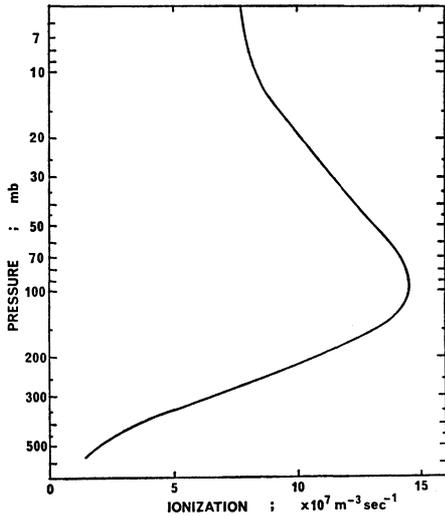
第1図 気温の高度の分布 (地理緯度 34.8°N)



第4図 計算により求めた大気静電場の高度分布 (1月と7月の豊川における値)



第2図 気圧の高度の分布 (地理緯度 34.8°N)



第3図 宇宙線強度の高度分布, 0°C, 1気圧におけるイオン対生成率で表わした値を示す。(磁気緯度24, 1°N)

いては、外挿を行い、大気静電場が単一指数関数で減少するものとし、(12)式を用い、残存電位係数  $F$  の高度分布を得ることが出来る。第5図は、1月および7月における高度分布並びに両者の平均値の高度分布である。比較のため、Gish の与えた実験式(4)を用いた時、同様に(12)式を用いて得られる高度分布をも示した。

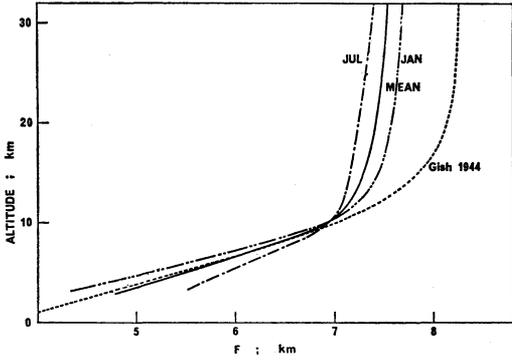
次に、大気静電場の高度分布の代表的な値として、Gish の与えた実験式(4)を用い、第5図の3種類(1月、7月と Gish の値)の残存電位係数を採用した時、(8)式から求める残存電位と、第5図に示した平均値の残存電位係数を用いて求めた残存電位との差が電離層電位(206 kV とする)に対して占める割合を示したのが第6図である。図から明らかなごとく、6.5km以上の高度における、残存電位係数の違いによる差異、特に1月と平均値、7月と平均値の間の各差異は1%以下になり、季節による変動はこの程度と考えてよいことがわかる。

5. 日独電位傾度ゾンデの同時比較

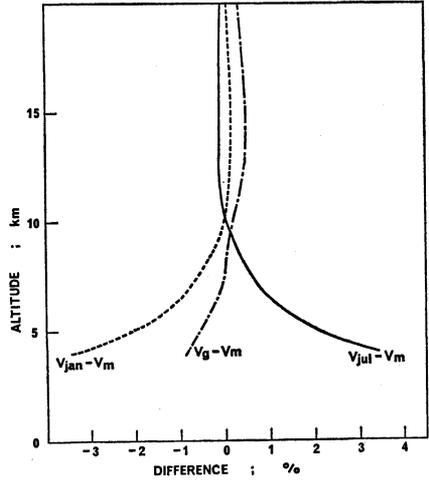
汎世界的な現象である Global Circuit の解明には、国際的な測器の比較が必要不可欠となる。1965年、WMO が主催して、電位傾度ゾンデの国際比較が、西ドイツ、ワイセナウで行われたが、その結果は初めての試みでもあり、あまり良好なものとは言い難い点が見られる。そこでわれわれは1972、1973年の夏、再び日独両国間の電位傾度ゾンデの比較をワイセナウで行った。

われわれの今回の試みが従来行われてきた観測法と比較して改善された点は次の様である。

i) 気球、つり紐、測器等に発生した静電荷を放電させるため、気球に釣した測器を地表面に繋留して、X線の照射を行う。また十分放電したかどうかのチェック



第5図 残存電位係数Fの高度分布、豊川における1月の値(JAN)と7月の値(JUL)と両者の平均値(MEAN)、Gish(1944)の実験式より計算した値を示す。



第6図 第5図の各種残存電位係数を用いて残存電位を求め、豊川での平均値の残存電位係数を用いた残存電位との差が、電離層電位(206 kV)に対して占める割合(%)

と、測器のチェックは、地表面にある他の大気静電場測定器で得られた大気静電場の値と、空中に繫留された状態にある電位傾度ゾンデで得られた大気静電場の値とを比較することにより行う。

ii) 気球を2コ使用し、飛揚の頂点でその1コを切り離し、測器を下降させる。このとき、上昇および下降の速度が大略同一になるよう、あらかじめ浮力を調節しておく。これにより、1回の放球で上昇中と下降中の大気静電場から電離層電位を2回求めることができる。両者を比較する事により、データの信頼性をチェックすることが出来る。

iii) 電離層電位の測定では、地表近傍の大気静電場および高度の測定精度が、その結果に大きな影響を与えるため、記録データの読み取り間隔を狭くすると共に、高度測定の精度を上げるため、気圧スイッチの更正を十分に行うとともに、地表面での大気圧を測定しておく、そして気球の高度を求める。

以上の注意を払って得られた結果を第2表に示す。実験はすべて、半日以上快晴が続いた後で、上空に雲がない時に行われた。表中でJと示したのが日本製ゾンデ、Gと示したのがドイツ製ゾンデによる測定結果である。1972年の日本製ゾンデによる2つの結果に対し、着地時刻が与えてないのは、下降時には地表面近くの大気静電場が測定出来なかったためで、1973年には、テレメータの改造により、下降時にも地表面近くまでゾンデによる大気静電場の測定が可能となった。また表中に示してある差は、日本製ゾンデによる大気静電場の測定値より求めた電離層電位と、ドイツ製ゾンデによる大気静電場の測定値より求めた電離層電位との差が両者の平均値に対して持つ割合(%)を示している。

第2表 西ドイツ、ワイセナウにおける、日独両国製電位傾度ゾンデの同時飛揚実験結果。

NUMBER	DATE	$V_1$ (kV)	H (km)	LAUNCH TIME	LAND TIME	DIFFERENCE (%)
A 697	29. 8. 1972	J	290	13 : 17	—	-2.0
		G	296	13 : 08	14 : 06	
A 698	31. 8. 1972	J	258	9 : 06	—	-12.7
		G	293	8 : 56	9 : 45	
A 727	4. 9. 1973	J	240	9 : 20	10 : 18	+10.1
		G	217	8 : 36	9 : 25	
A 728	6. 9. 1973	J	239	8 : 57	9 : 51	+8.3
		G	220	8 : 42	9 : 30	
A 729	12. 9. 1973	J	269	9 : 06	9 : 58	-4.0
		G	280	8 : 55	9 : 45	

表中, A 698 の日本製ゾンデは, 気圧スイッチが大幅に狂っており, 回収後, 日本に持ち帰り更正を行って高度を定めたもので, 他の測定と比較すると, 特に低い高度での, 測高の信頼度が低い. A 727 は, 日独両国製ゾンデの放球時間が約50分離れており, この間に電離層電位が時間変化している恐れがあるので, 日本製ゾンデによる上昇時の値とドイツ製ゾンデによる下降時の値とを比較した. この場合の両者の差は 3.9% になる. なお, 同一ゾンデによる上昇時の値と下降時の値との差は 1~9% であった.

以上の事実から, 十分に注意を払った測定を行えば, 両国製の電位傾度ゾンデを独立に用いて, 電離層電位を測定した時に発生する誤差を ±10% 以下にできることがわかった.

## 6. むすび

電離層電位の測定法およびその精度に関する考察から次の事が明らかになった.

i) 電離層電位の値は, 地表面より高度 10km 程度までの大気静電場の実測値ならびに残存電位係数の考えからこれを定めることができる.

ii) 大気静電場の変化が大きい高度領域 (主として 4 km 以下) では, 測定サンプリング間隔を高度差 250m 位にする必要がある.

iii) 残存電位係数は, 測定場所の磁気緯度および地理緯度より, 内挿法により計算出来る.

iv) 残存電位係数の季節による変動が, 求められる電離層電位の値に与える影響は, 気球による大気静電場の実測高度の上限を 6.5km 以上にしておけば, これを 1% 以下に止めることが出来る.

v) 十分注意を払って測定を行えば, 地球上遠く離れた 2 つの地点の間でも, 電離層電位を ±10% 以下の誤差で測定することが出来る. これは世界の雷活動の変動に基づくとされている海洋上での大気静電場の平均日変化量 ±20% (近藤, 1966) に比べ十分小さい. なお第 2 表より明らかなごとく, 同一場所, 同一時刻でも, 数日異なると, 電離層電位は 20% 近くの変化がある事がある.

vi) 現在の電位傾度ラジオゾンデによる大気静電場の測定においては, 測器が振子運動するために生じる測定誤差, 気圧マークを入れるために生じる欠測部分の存在による誤差等が生じる事が考えられるので, この点さらに測器の改良が望まれる.

今後地球上の遠く隔った多くの地点で, 電位傾度ゾンデを用いて同時に電離層電位を測定することにより大気

電気の Global Circuit のからくりをさらに明らかにしてゆくことが出来ると思われる. 今後さらに測器の改良を行い, 電離層電位を 2~3% 程度の誤差で測定出来れば, 電離層下における水平電場の持つ地球物理学的意義についてこれを論ずる事も可能になると考えられる.

## 謝辞

終りに, 常にご指導, ごべんたつを下さいました, 空電研究所の石川晴治教授, 佐尾和夫教授に謝意を表すとともに, 西ドイツ・チュービンゲン大学, 天文学研究所, ワイセナウ観測所の方々, 空電研究所の石川研究室の方々, 並びに日本学術振興会, 松永記念科学振興財団の助成に深く感謝を表明する.

## Appendix イオン再結合係数の求め方

小イオン間の再結合係数  $\alpha$  については, J. J. Thomson の理論を用いると (Loeb, 1960).

$$\alpha = \sqrt{2} \pi d_0^2 \bar{C} F(x) \dots \dots \dots (1A)$$

ただし  $F(x)$  は本文の (19) 式で表わされる確率関数であり,  $x$  は次式によって与えられる.

$$x = \frac{2d_0}{L} \dots \dots \dots (2A)$$

ここに  $d_0$  は小イオンの衝突半径,  $C$  は小イオンの 1 次平均速度,  $L$  は小イオンの平均自由行程である. 衝突半径  $d_0$  は個々の小イオンがそれぞれ 1 個の素電荷を持つとすると,

$$d_0 = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 k T} \dots \dots \dots (3A)$$

で与えられる. ただし  $e$  は素電荷量,  $\epsilon_0$  は真空の誘電率,  $k$  はボルツマン定数である. 1 次平均速度  $\bar{C}$  は, イオンの質量を  $m$ , 温度を  $T$  とすると次式で表わされる.

$$\bar{C} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \dots \dots \dots (4A)$$

(1A) 式に (3A) (4A) 式を代入し, 小イオンの質量  $m$  の代りに分子量  $m_m$  を用いると,

$$\alpha = 1.78 \times 10^{-11} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{3/2} \left(\frac{1}{m_m}\right)^{1/2} F(x) \dots \dots (5A)$$

となる. ただし  $T_0 = 273^\circ \text{K}$  とする.

イオンの平均自由行程  $L$  については, 大気密度が一定でないとき, 次式で与えられる (Loeb, 1960).

$$L = L_0 \left(\frac{P_0}{P}\right) \left(\frac{T}{T_0}\right) \dots \dots \dots (6A)$$

ただし,  $L_0$  は標準状態における平均自由行程である. ここで, Langevin の式を用いると (Loeb, 1960)

$$k_0 = 0.815 \frac{eL_0}{MC_0} \sqrt{\frac{M+m}{m}} \dots \dots \dots (7A)$$

ここに  $K_0$  はイオンの移動度の標準状態での値,  $M$  は空気分子の質量,  $C_0$  は標準状態での空気分子の自乗平均平方根速度であり, 次式で与えられる.

$$C_0 = \sqrt{\frac{3kT_0}{M}} \dots \dots \dots (8A)$$

ここで小イオンの移動度の標準状態における値として,  $K_0 = 1.4 \times 10^{-4}$  m<sup>2</sup>/V. sec を採用し, (2A) 式へ (3A) (6A) (7A) (8A) 式を代入すると,

$$x = 3.26 \left( \frac{P}{P_0} \right) \left( \frac{T_0}{T} \right)^2 \left( \frac{m_m + M_m}{m_m} \right)^{1/2} \dots (9A)$$

ここに  $M_m$  は空気の分子量を示す. 空気中における小イオンの平均分子量に関する情報が現在の所余りないので, 標準状態における再結合係数  $\alpha_0$  として,  $1.6 \times 10^{-12}$  m<sup>3</sup>/sec (Nolan, 1943) を採用すると, (5A) 式および (9A) 式とから, 小イオンの平均分子量として 119 が得られる. 従って (5A) および (9A) 式は簡単になり, 次の2つの式となる.

$$\alpha = 1.63 \times 10^{-12} \left( \frac{T_0}{T} \right)^{3/2} F(x) \dots \dots \dots (10A)$$

$$x = 3.64 \left( \frac{P}{P_0} \right) \left( \frac{T_0}{T} \right)^2 \dots \dots \dots (11A)$$

#### 参考文献

- 1) Bhartendu, 1971: Relation of Atmospheric Potential Gradient with Meteorological Elements-Cross Power Spectral Analysis, Pure and Appl. Geophys., 84, 210-227.
- 2) Clark, J.F., 1958: The Fair-Weather Atmospheric Electric Potential and its Gradient, Recent Advances in Atmospheric Electricity, ed. L.G. Smith, Pergamon Press, London, 61-73.
- 3) Fischer, H.J., 1962: Die Elektrische Spannung zwischen Ionosphere und Erde, Tech. Hochschule Stuttgart, p 124.
- 4) Gish, O.H., 1944: Evaluation and Interpretation of the Columnar Resistance of the Atmosphere, Terr. Magn., 49, 157-168.
- 5) Hatakeyama, H., J. Kobayashi, T. Kitaoka and K. Uchikawa, 1958: A Radio Sonde Instrument for the Measurement of Atmos-

- pheric Electricity and its Flight Results, Recent Advances in Atmospheric Electricity, ed. L.G. Smith, Pergamon Press, London, 119-168.
- 6) Koenigsfeld, L., 1971: Correlation of Results from Atmospheric Electricity Measurements at Four Stations in Belgium, Pure and Appl. Geophys., 84, 27-30.
- 7) 近藤五郎, 1966: 地表附近の大気電気, 気象研究ノート, 16, 491-500.
- 8) Kraakvik, J.H., 1958: Electrical Condition and Convection Currents in the Troposphere, Recent Advances in Atmospheric Electricity, ed. L.G. Smith, Pergamon Press, London, 75-88.
- 9) Loeb, L.B., 1960: Basic Processes of Gaseous Electronics, Second Edition, University of California Press, Berkely and Los Angeles, p. 545, p. 548.
- 10) Mülheisen, R., 1958: The Influence of Water on the Atmospheric Field, Recent Advances in Atmospheric Electricity, ed. L.G. Smith, Pergamon Press, London, 213-222.
- 11) Mülheisen, R., 1971: New Determination of the Air-Earth Current over the Ocean and Measurements of Ionospheric Potentials, Pure and Appl. Geophys., 84: 112-115.
- 12) Neher, H.V., 1967: Cosmic-Ray Particles That Changed from 1954 to 1958 to 1965, J. Geophys. Res., 72, 1527-1539.
- 13) Nolan, P.J., 1943: The Recombination Law for Weak Ionization, Proc. Roy. Irish Acad., 49, 67-90.
- 14) Takagi, M. and M. -Kanada, 1972: Global Variation in the Atmospheric Electric Field, Pure and Appl. Geophys., 100, 44-53.
- 15) Uchikawa, K., 1963: On the Improvement of the Atmospheric Electricity Radiosonde, Geophys. Mag., 31, 705-714.
- 16) Uchikawa, K., 1966: Atmospheric Electricity Radiosondes for the IQSY, Geophys. Mag., 33, 163-177.
- 17) 内川規一, 1966: 高層大気の電気現象, 気象研究ノート, 16, 501-513.
- 18) Wilson, C.T.R. 1920: Investigation on Lightning Discharges and on the Electric Field of Thunderstorms, Phil. Trans. Roy. Soc., 221, 73-115.