

2. 3. 大 気 中 の 電 場

前 田 力 雄*

1. 緒 言

大気の電氣的構造は空間電荷の分布に左右され、分子や原子の光化学反応や気体運動に依存している。対流圏や成層圏などの下層大気中では空気分子の電離から生じた電子は直ちに周囲の分子群に付着するから、正負の分子群イオンの分布が重要な意味を持っている。高度 80 km あたりのいわゆる D 領域以高の上層大気中では空気密度が稀薄になって電子の寿命が延びるため、これと酸素や窒素の正イオンとで不完全プラズマ状態が実現されている。この状態は高度 1000km 付近から電子と水素原子イオンとからなる完全プラズマの外気圏に続いている。ところで、荷電粒子の運動に主要な影響を及ぼすものは中性粒子による衝突効果と地球磁場による抑制である。この影響を電離層内の自由電子についてみると、ジャイロ周波数が衝突周波数より大きくなる高度 70-80 km で磁場抑制が衝突効果より卓越する。一方、大気的气象現象はオゾン層以下における熱循環に支配されている。

下部電離層は D 領域からオゾン層にかけての中間領域にあたっている。この領域における電磁現象はきわめて複雑であるうえにロケットなどによる直接測定が技術的に困難なためじゅうぶんな研究がなされていない。ここでは下部電離層の境界領域を問題にした。第 2 章で上層大気、第 3 章で下層大気について述べる。

2. 上層大気中の電場

2.1. 磁場中の荷電粒子

地球大気は正負の荷電粒子および中性粒子よりなる混合電離気体である。したがって、大気層の特性は地球磁場内において相互作用を行う成分粒子の発生と消滅および流入と流出とに関係する。

静電場 \vec{E}_s および磁場 \vec{B} のもとで各成分粒子が衝突を通して相互作用をなすとき、それらの運動方程式は

$$n_j m_j \frac{d\vec{v}_j}{dt} = \vec{F}_j + \sum_{l=1}^3 n_l \left\{ K_{j,l} (\vec{v}_l - \vec{v}_j) + e Z_j (\vec{E}_s + \vec{v}_j \times \vec{B}) \right\}, \tag{1}$$

$$K_{j,l} = \frac{m_j m_l}{m_j + m_l} \nu_{j,l} \tag{2}$$

で与えられる。ここで $j, l=1, 2, 3$ (あるいは e, i, n) は電子、イオン、中性粒子の物理量を意味する。 n_j, m_j, Z_j, \vec{v}_j はそれぞれ成分粒子の数密度、質量、荷電数、速度、 $\nu_{j,l}$ は成分粒子間の衝突周波数を表わす。 \vec{F}_j は重力あるいは圧力に由来する非電磁力で、Coriolis 力や粘性力は考慮されていない。(1)式を j について加え合せれば混合気体内の衝突力 $K_{j,l} n_j (\vec{v}_l - \vec{v}_j)$ および荷電量 $n_j Z_j e$ の総和は消滅するから、電離気体の全体的な運動方程式としては

$$nm \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} + \vec{i} \times \vec{B}, \tag{3}$$

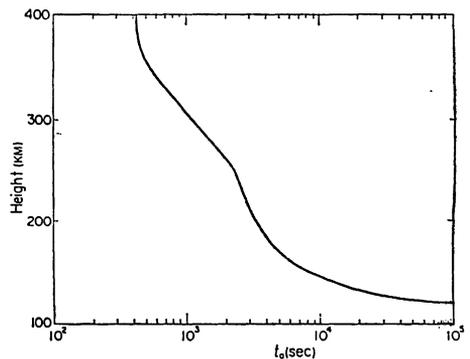
が得られる。ただし

$$\left. \begin{aligned} nm \vec{v} &= \sum_{j=1}^3 n_j m_j \vec{v}_j, \\ \vec{F} &= \sum_{j=1}^3 \vec{F}_j, \\ \vec{i} &= \sum_{j=1}^3 n_j Z_j \vec{v}_j e. \end{aligned} \right\} \tag{4}$$

この運動が定常状態に達する時間 t_0 は(3)式により

$$t_0 = \frac{nm}{\sigma_1 B^2} \tag{5}$$

で与えられ、第 1 図のような分布をなす⁽¹⁾。 σ_1 は磁場



第 1 図 電離大気の時定数の高度分布

* 電離層研究室

に直角な電場成分方向の電気伝導度である。これから地磁気日変化などを誘起する電離大気中の電流は定常的と考えることができる。F 領域あたりでは電磁力が大気運動の主因になっているから、(1)式から

$$\vec{E}_s + \vec{v} \times \vec{B} = 0. \tag{6}$$

したがって、磁場に直角な面内で

$$\left. \begin{aligned} \vec{v}_{n,\perp} &= \vec{v}_{e,\perp} = \vec{v}_{i,\perp} \equiv \vec{v}_d, \\ \vec{v}_d &= \frac{\vec{E}_s \times \vec{B}}{B^2} \end{aligned} \right\} \tag{7}$$

が得られる。この場合、荷電粒子の運動 \vec{v}_d は電流の発生を伴わないため中性電離ドリフト (neutral ionization drift) と呼ばれる⁽²⁾。E 領域においては、中性粒子数が多いためイオンに働く衝突効果は無視し得ないものになる。しかし電子に対してはなお(6)式が成り立っている。このイオン気体と電子気体との間にみられる運動差から電流が生じる。特に高度 120km あたりにあるダイナモ領域では定常電流が発達する。さらに D 領域以下になると成分粒子間の衝突効果が顕著になり、荷電粒子は中性粒子と行動をともにする。当然この場合も電流の発生はみられないが、大気運動には非電磁力の影響が現われ始める。非電磁力が無視できるかぎり、電離

気体中の電流密度 $\vec{i} = \sum_{j=1}^3 n_j Z_j \vec{v}_j e$ は

$$\vec{i} = [\sigma](\vec{E}_s + \vec{v} \times \vec{B}) \equiv [\sigma]\vec{E} \tag{8}$$

で与えられる。 \vec{v} は混合気体の平均速度、 $[\sigma]$ は電気伝導度テンソルである。磁場と同一方向および直角方向の電場成分をそれぞれ \vec{E}_{\parallel} 、 \vec{E}_{\perp} とすれば、電流と電磁場との間には

$$\vec{i} = \sigma_0 \vec{E}_{\parallel} + \sigma_1 \vec{E}_{\perp} + \sigma_2 \frac{\vec{B} \times \vec{E}}{B^2} \tag{9}$$

なる関係がある。

準定常状態で各方向の伝導度は近似的に

$$\left. \begin{aligned} \sigma_0 &= e^2 \sum_{j=1}^3 \frac{Z_j n_j}{m_j \nu_{jn}} : \text{longitudinal or} \\ &\quad \text{parallel conductivity,} \\ \sigma_1 &= e^2 \sum_{j=1}^3 \frac{Z_j n_j}{m_j \nu_{jn}} \left(\frac{\nu_{jn}^2}{\nu_{jn}^2 + \omega_j^2} \right) \\ &\quad : \text{Pedersen conductivity,} \\ \sigma_2 &= e^2 \sum_{j=1}^3 \frac{Z_j m_j \omega_j}{m_j (\nu_{jn}^2 + \omega_j^2)} : \text{Hall} \\ &\quad \text{conductivity} \end{aligned} \right\} \tag{10}$$

で与えられる。ただしジャイロ周波数を ω_j とし衝突周波数は中性粒子に対する ν_{jn} だけが考慮されている。座標軸 x, y, z をそれぞれ南向き、東向き、上向きに採れば、電気伝導度は地磁気伏角 I をパラメータとして

$$[\sigma] = \begin{pmatrix} \sigma_0 \cos^2 I + \sigma_1 \sin^2 I, & \sigma_2 \sin I, & (\sigma_0 - \sigma_1) \cos I \sin I \\ -\sigma_2 \sin I, & \sigma_1, & \sigma_2 \cos I \\ -(\sigma_0 - \sigma_1) \cos I \sin I, & -\sigma_2 \cos I, & \sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I \end{pmatrix} \tag{11}$$

なるテンソルで表わされる。電流密度に鉛直成分がない場合は

$$\begin{pmatrix} i_x \\ i_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overline{\sigma_{xx}} & \overline{\sigma_{xy}} \\ -\overline{\sigma_{xy}} & \overline{\sigma_{yy}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \tag{12}$$

であって、

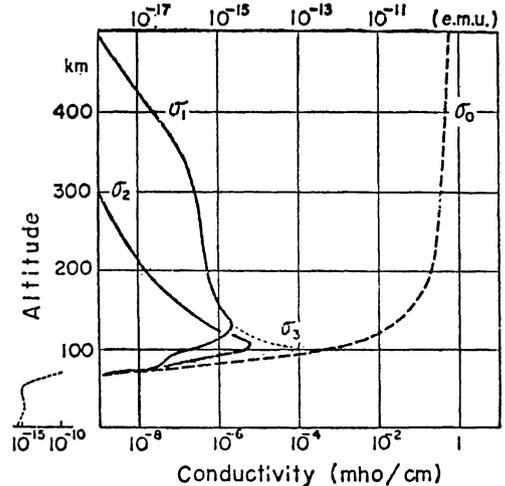
$$\left. \begin{aligned} \overline{\sigma_{xx}} &= \frac{\sigma_0 \sigma_1}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I}, \\ \overline{\sigma_{xy}} &= \frac{\sigma_0 \sigma_2 \sin I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I}, \\ \overline{\sigma_{yy}} &= \frac{\sigma_0 \sigma_1 \sin^2 I + (\sigma_1^2 + \sigma_2^2) \cos^2 I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I}, \end{aligned} \right\} \tag{13}$$

上式は磁気赤道において

$$\left. \begin{aligned} \overline{\sigma_{xx}} &= \sigma_0, \\ \overline{\sigma_{xy}} &= 0, \\ \overline{\sigma_{yy}} &= \sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} \equiv \sigma_3 \end{aligned} \right\} \tag{14}$$

となる。 σ_3 はカウリング電気伝導度 (Cowling conductivity) と呼ばれるものである。磁気赤道付近 $|I| < 3^\circ$ を除けば、(13)式の近似として

$$\left. \begin{aligned} \overline{\sigma_{xx}} &= \frac{\sigma_1}{\sin^2 I}, \\ \overline{\sigma_{xy}} &= \frac{\sigma_2}{\sin I}, \\ \overline{\sigma_{yy}} &= \sigma_1 \end{aligned} \right\} \tag{15}$$

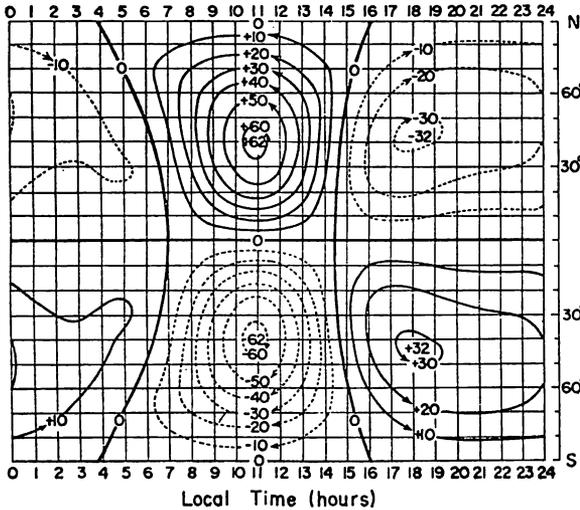


第2図 大気電気伝導度の高度分布。 σ_0 磁場方向の伝導度、 σ_1 磁場に直角な電場成分方向の伝導度、 σ_2 電磁場に直角な方向の伝導度、 $\sigma_3 = \sigma_1 + \sigma_2^2/\sigma_1$

が許されている。以上のことから電離層における電気伝導度テンソルの特性は一般に $\sigma_0, \sigma_1, \sigma_2$ および σ_3 で表現されることがわかる。これらの高度分布は第2図のようになっている⁽³⁾。この計算に用いる大気モデルを地方時に応じて変えれば、電気伝導度の日変化が推定される⁽⁴⁾。いずれにしても特徴的な事実は上層大気の一部では電気伝導度の異方性が現われるとともに σ_1 と σ_2 との大小関係に逆転が起こり、 σ_3 が非常に大きくなることである。

2.2. ダイナモ電流

地上で観測される地磁気日変化の原因が大気上層を流れる伝導電流であるという1882年の Stewart の予想は1908年 Schuster によって立証された。ついで地磁気に太陽日変化をひき起こす上層大気中の電流系が Chapman によって詳しく解析された。第3図は中低緯度の



第3図 春秋における地磁気静穏太陽日変化 S_e の等価電流系。流線間の電流は 10^4 アンペア

地磁気資料から求められたものである⁽⁵⁾。この電流系の起電力 \vec{E}_m は地球磁場内で機械的あるいは熱的な力を受けた電離気体の力学的運動に由来するダイナモ電場である。すなわち

$$\vec{E}_m = \vec{v} \times \vec{B} \tag{16}$$

であるから、

$$\vec{i} = [\Sigma] (-\text{grad } \phi + \vec{v} \times \vec{B}) \tag{17}$$

が得られる。 ϕ は静電場 \vec{E}_s の電位、 \vec{v} は電離気体の速度、 \vec{B} は地球磁場を表わす。(17)式の定常電流が意味を持つのは電気伝導度の急変する高度 80—120km の薄い遷移層つまりダイナモ領域においてである。その範囲で $i_z = 0$ はかなりよい近似と考えられている。そこで電流

密度をダイナモ領域で高さについて積分した2次元電流 \vec{J} を考えて、その電流関数 φ を極座標 (r, θ, λ) で表わすとき、

$$\vec{J} = \int_{r_1}^{r_2} \vec{i} dr; \tag{18}$$

$$J_\theta = \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda}, \quad J_\lambda = -\frac{1}{a} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta}. \tag{19}$$

r_1, r_2, a はダイナモ領域の下限、上限および代表高を意味する。電流層の高度を a 、地上における地磁気変動のポテンシャルを W とすれば

$$\left. \begin{aligned} \varphi(\theta, \lambda) &= \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n(\theta, \lambda) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n} \left(\frac{r}{a}\right)^{n+1} W_n(\theta, \lambda) \\ W(\theta, \lambda) &= \sum_{n=1}^{\infty} W_n(\theta, \lambda) \end{aligned} \right\} \tag{20}$$

が得られる。したがって、地磁気資料から W を決めれば、 φ を求めることができる。つまり第3図のような電流系を描くことができる。ただしこの場合地球内部における電磁誘導の影響を除去しておく必要がある。 $r=a$ に対して(17)式から

$$\vec{J} = [\Sigma] (-\text{grad } \phi + \vec{v} \times \vec{B}) \tag{21}$$

が導ける。2次元電気伝導度 $[\Sigma]$ は

$$[\Sigma] = \int_{r_1}^{r_2} [\sigma] dr \tag{22}$$

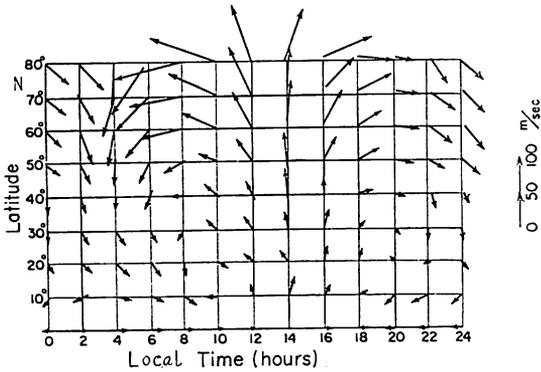
で与えられる。 \vec{J} がわかっているとき、 \vec{v} と ϕ を求めるには $[\Sigma]$ つまり $[\sigma]$ を適当に仮定して、 $r=a$ における

$$\left. \begin{aligned} \text{div}([\Sigma] \text{grad } \phi) &= \text{div}(\vec{v} \times \vec{B}), \\ \text{rot}\{\vec{J}/[\Sigma]\} &= \text{rot}(\vec{v} \times \vec{B}) \end{aligned} \right\} \tag{23}$$

を解けばよい。 $\vec{v}(a)$ に鉛直成分がなければ、上式は

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \right) + \frac{\epsilon}{\sin \theta} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \lambda^2} \\ = a \Sigma_3 \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\theta B_r \sin \theta) + \frac{\partial}{\partial \lambda} (v_\lambda B_r) \right\}, \\ \Sigma_3 = \Sigma_1 + \frac{\Sigma_2^2}{\Sigma_1}, \\ \epsilon = \frac{\Sigma_{\nu\nu}}{\Sigma_{zz}} \end{aligned} \right\} \tag{24}$$

に書き直される。実際の大气運動には Coriolis 力などの非線型力が働いているから、一般に \vec{v} は渦なし条件 $\text{rot } \vec{v} = 0$ を満たさない。第4図は発散条件 $\text{div } \vec{v} = 0$ を仮定して(24)式から求めた風系である⁽⁶⁾。この風系では1日周期が半日周期より卓越しているから、その原因としては大气潮汐以外に大气熱現象が重要な役割を果たすと思われる。周期的な風系とは別に東西方向に吹く準定



第4図 地磁気静穏太陽日変化 \$S_q\$ から求められた電離層中の風系

常的な風系の存在も考えられ、その地磁気変動に及ぼす効果が議論されている(7)。上とは逆に \$\vec{v}\$ がわかっているならば、(2)式から \$\phi\$、\$\psi\$ を求めることが可能である。ロケット観測などから実験的に求められた \$\vec{v}\$ はふつう鉛直成分を持っている。したがって現在までの2次元ダイナモ理論に対して3次元の拡張が要望されている。

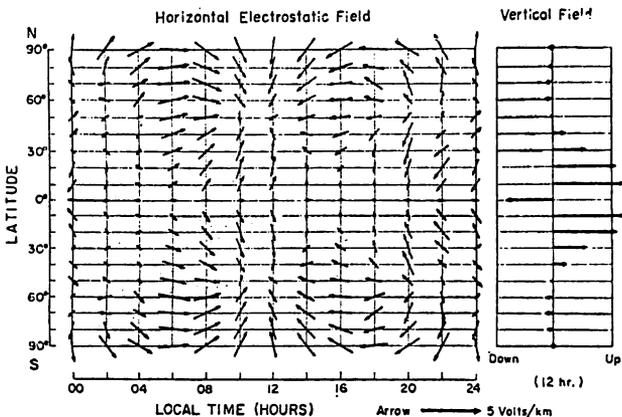
ダイナモ領域における静電場 \$\vec{E}_s\$ の水平成分は \$\vec{J}\$、\$\vec{v}\$ が決まれば(2)式から求められる。磁場方向の電気伝導度 \$\sigma_0\$ が大きくなるあたりで地球磁力線はほぼ等電位とみなされる。この場合静電場の鉛直成分は既知の水平成分で

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = -\frac{\partial \phi}{r \partial \theta} \cot I, \tag{25}$$

ただし赤道域では

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{\sum_2}{\sum_1} \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \tag{26}$$

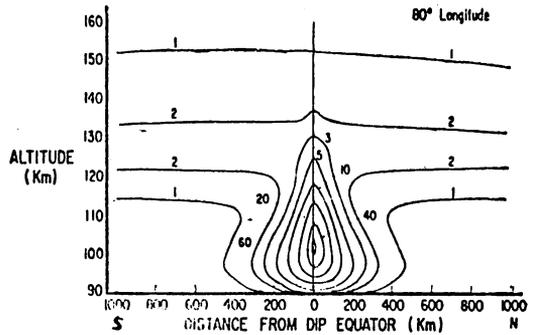
のように表わされる。第5図には水平電場と正午の鉛直電場が描かれてある(8)。この静電場は地球磁力線に沿ってさらに高い領域へ伝わり、そこに電流 \$[\sigma] \vec{E}_s\$ を発生させる(9)。その結果正負の荷電粒子は中性粒子に対



第5図 地磁気静穏太陽日変化 \$S_q\$ から求められた静電場の世界分布

して \$\vec{v}_d = [\sigma] (\vec{E}_s \times \vec{B}) / \sum_{j=1}^3 n_j m_j \nu_{j,n}\$ の速度でドリフトを行う。またその反作用として時間的に遅れた運動が中性粒子に現われる。この効果は \$F\$ 領域の電子密度分布特にその赤道異常に重要な寄与をなすが(10)、\$E\$ 領域では荷電粒子の再結合が強い場合を除けばあまり明りょうでない。

地上で観測される地磁気静穏太陽日変化は赤道帯において特異な形態を持っている。これは地磁気伏角が \$\pm 10^\circ\$ 以内のダイナモ領域に赤道帯エレクトロジェット (equatorial electrojet) と呼ばれる東向き強い電流が存在するためである(11)。このことは地磁気と電離層の同時観測によっても確かめられている(12)。ダイナモ領域の上下縁にはわずかであるが過剰表面電荷が蓄積するので、それによる静電場が磁気赤道に沿って東向きの電流を発生させる。この赤道帯異常は高度 100km 付近で東西方向の電気伝導度 \$\sigma_{yy} = \sigma_1 + \sigma_2^2 / (\sigma_0 \tan^2 I + \sigma_1)\$ が極端に大きくなることからほぼ定量的に説明されている(13)。第6図はインド上空における \$\sigma_{yy}\$ の計算例である(14)。



第6図 東経 \$80^\circ\$ における東西方向の電気伝導度の高度分布。伝導度単位は \$10^{-4}\$ mho/m

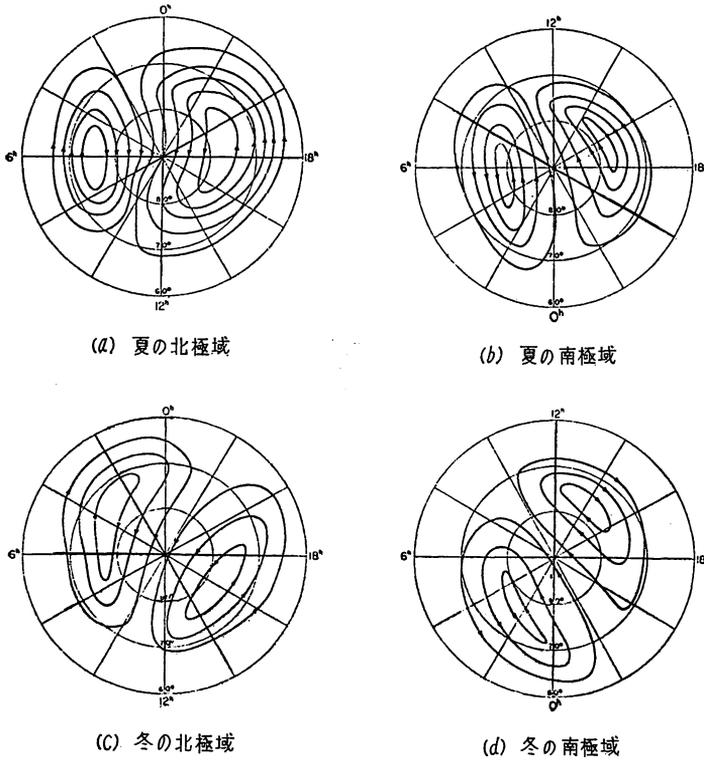
2.3. 極域電流

極域における地磁気静穏太陽日変化 \$S_q\$ は第3図の中低緯度における電流系から期待されるもの以外に極域特有の電流系に依存している。

すなわち

$$S_q = S_q^o + S_q^p. \tag{27}$$

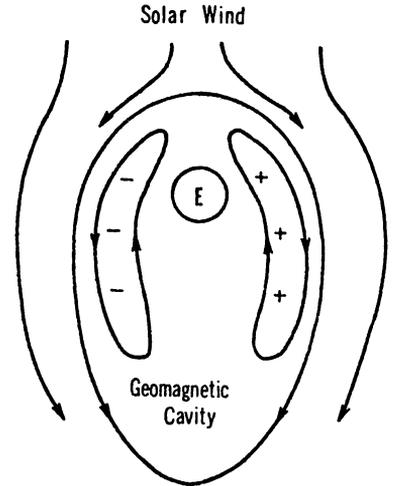
極域で卓越する \$S_q^p\$ の電流系は第7図のようなものである(15)。この電流系は電離層内に発生原因のある中低緯度電流系とは異なり、地球外気圏における電離気体の対流運動に由来するものである。外気圏は大気と電子と水素の原子イオンとに完全電離した稀薄なプラズマ状態にある。したが



第7図 地磁気静穏太陽日変化の極域成分 S_q^p の等価電流系
流線間の電流は夏 2×10^4 アンペア, 冬 1×10^4 アンペア

って、外気圏大気は粒子間衝突のほとんどない完全導体とみなされ、その運動が地球磁力線と密接に関係する電磁流体である。この領域の電離気体は下層大気の粘性による影響をほとんど受けず、地球磁力線の自転に引きずられて運動する。その範囲は地心からの距離が地球半径の10倍程度になるところまでで、その範囲内は地磁気空洞 (geomagnetic cavity) と呼ばれている。地磁気空洞の境界では惑星間空間を吹く太陽風が地球磁場と相互作用を営み、磁力線を地球夜側へ吹き流がして地磁気尾圏 (geomagnetic tail) と呼ばれる遷移領域を形成する⁽¹⁶⁾。太陽風と地磁気空洞の境界プラズマとの間に働く粘性は余緯度 15° 以内の外気圏に第8図のような電離気体の大規模対流をひき起こす⁽¹⁷⁾。ところが完全プラズマ中には対流運動によって誘導される電場を消失させるような分極電場が現われる。この静電場が地球磁力線に沿って極域電離層にまで伝達されると S_q^p 電流系の起電力として働く。第7図に示された電流系の形成に際しては Hall 電気伝導度が効果的な寄与をなす。

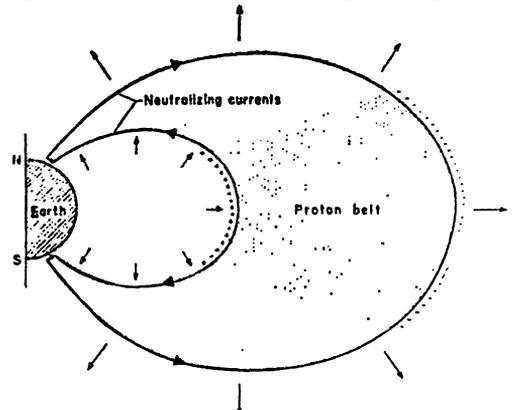
S_q^p の緯度下限にあたる極光帯では地磁気じょう乱が特に激しい。その原因となる電離層中の帯状電流は極光帯エレクトロジェット (auroral electrojet) と呼ばれ、ふつう中低緯度へ拡がる補償電流を伴っている⁽¹⁸⁾。極光帯エレクトロジェットを発生させる電場は S_q^p 電流



第8図 外気圏低エネルギープラズマの磁気赤道面内における対流

系の場合と同様に外気圏から伝達される⁽¹⁹⁾。外気圏内の低エネルギー粒子は太陽風による地磁気空洞の圧縮膨張に伴って回転対流をなすが、高エネルギー粒子は地球磁場内の断熱ドリフト運動を行なっている。夕方のプロトンベルトで内側へ向って断熱ドリフト運動をする高エネルギー粒子には陽子が多く、外側へ向って回転対流運動をする低エネルギー粒子には電子が多い。そのためプロトンベルトの内外境界には第9図のような電荷分離が生じる⁽²⁰⁾。この過剰電荷は地球磁力線に沿って極光帯電離層まで移動する。そこでは Hall 電気伝導度がじゅうぶん大きいから、夕方の北向き電場と朝方の南向き電場は極光帯エレクトロジェットの東向き電流と西向き電流を発生させる。

上述したように電離層の電流系はその起電力の発生場所が電離層内であれ外気圏内であれ、電離層の電気伝導



第9図 外気圏大気運動によって夕方のプロトン帯に作られる静電荷と電流

度ひいては電子密度に強く影響される。中低緯度大気の電離状態は主として太陽電磁波に支配されるが、極域では太陽微粒子流の影響が顕著である。ここでは述べなかったが、極域電離層への微粒子侵入は静電場の伝達機構と関連する重要な問題になっている。

3. 下層大気中の電場

3.1. 大気イオン

対流圏や成層圏における電気現象は空中電気学の対象として詳細に研究されてきた^{(21), (22)}。ふつう空気は電氣的絶縁体と考えられているが、地表付近の大気はわずかで各種イオンを含んでいるため導電性を示す。これらイオンの電離源は地殻物質の放射能(イオン生成率は $8\sim 10 \text{ ions cm}^{-3} \text{ sec}$)や宇宙線($1\sim 2 \text{ ions cm}^{-3} \text{ sec}$)およびそれらに由来する二次的な大気放射能である。そのほかにLenard効果などの力学的過程が重要になることもある。下層における大気イオンは分子群イオンとそれが凝結核に付着したものとなる。それぞれ小イオンおよび大イオンと呼ばれるものである。第1表に晴天時のイオン数密度を示す⁽²³⁾。

第1表 大気イオンの数密度 (cm^{-3})

	正小イオン	負小イオン	正大イオン	負大イオン
陸上	600	500	1500	1450
都市	250	210	16000	15000
海上	600	500	1000	950

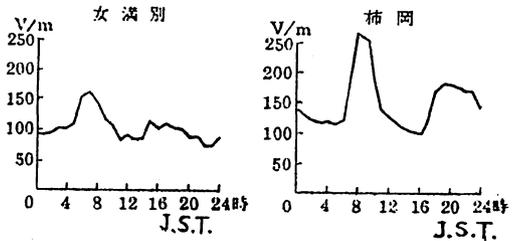
正負の大イオン数はほぼ同数であるが、小イオンでは正の方が約20%多い。イオンの種類は大気の混濁状態に左右されている。小イオンは大気混濁がなければ定常状態にあると考えられる。したがって、移動度の大きい小イオンに依存する電気伝導度は時間的にあまり変化しない。測定から得られている値は $0.5\sim 5 \times 10^{-4} (\Omega^{-1} \text{m}^{-1})$ である。

3.2. 空中電場

電離層および地球はそれらの中間領域に比べれば電氣的良導体とみなされる。つまりこの大気層の境界を流出入する電流は電離層電流および地電流に対して無視される程度に小さい。電離層あるいは地球における定常電場の問題はそれぞれの内部における起電力 \vec{E}_m と電気伝導度 σ が与えられれば

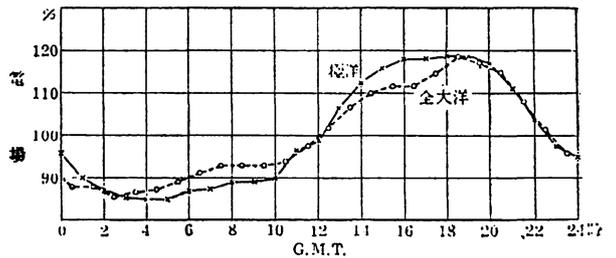
$$\left. \begin{aligned} \text{div}(a \text{ grad } \phi) &= \text{div}(\sigma \vec{E}_m) && \text{導体内部,} \\ \frac{\partial \phi}{\partial n} &= \vec{E}_m \cdot \vec{n} && \text{導体境界} \end{aligned} \right\} (28)$$

から電位 ϕ を求めることに帰着する。第2章の電離層電場は上のようにして決められるものである。下層大気中の定常電場はどうかといえば、電位が境界で連続になる解を求めればよい。この解は電流が境界で消滅することを必ずしも保証しない。晴天時に地球へ流入する空地電流は $1\sim 5 \times 10^{-12} (\text{Am}^{-2})$ 程度である。下層大気中に

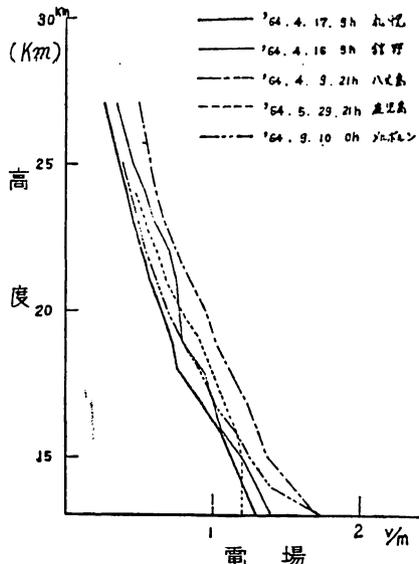


第10図 陸上における空中電場の日変化

は定常的な起電力は存在しない。したがって、空中電場は電荷分布に由来する静電場だけである。この空間電荷量は場所によってかなりの変動を示すが、地表付近ではおよそ $1\sim 5 \times 10^{-11} (\text{C m}^{-3})$ になる。地表における鉛直電場は下向きに $100\sim 150 (\text{Vm}^{-1})$ で地電流の原因になる水平電場に比べて大きいから、空中電場を考える場合は地球表面を等電位面とみなしてよい。陸上における空中電場の静穏日変化は第10図に示したように局地性を持つとはいえ、わりあい地方的である⁽²⁴⁾。これに反



第11図 大洋上における空中電場の日変化



第12図 空中電場の高度分布

して、海上における日変化には世界時変化が卓越している。第11図はCarnegie号による大洋上の測定結果であり、電場日変化の位相が場所によらないことを表わしている⁽²⁴⁾。この事実は大気中に混濁がなければ晴天時の電場日変化が全地球上で同相になることを暗示している。大気混濁層すなわち交換層の上部の自由大気中における空中電場の高度分布(第12図)はラジオゾンデの資料から推定されている⁽²⁵⁾。

3.3. 雷 電 気

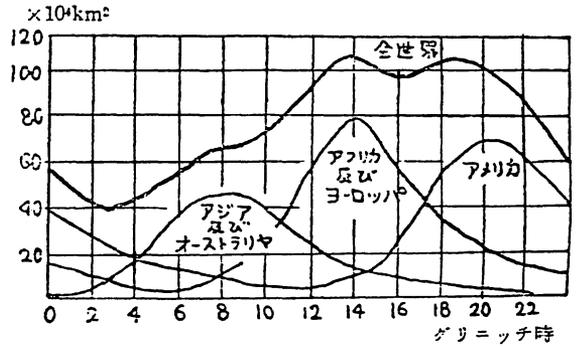
空中電場は場所や季節によって日変化を異にするが、時間的に単調増加あるいは減少することはない。地表に分布する電荷は地球全体で 5×10^5 (C) に達する。空地電流によって地球へ流入する電荷は毎秒 10^8 (C) であるから、地球外部へ流出する電荷がないならば電場は10分間たらずで消滅するはずである。したがって、ある時刻の地球表面は正電荷が流入する地域と等量の負電荷が流入する地域とに分かれる。つまり下層大気中のどこかに発電機があることになる。地表付近の電流には空地電流のほかに土地の尖端部分における放電電流、雨、雪による降水電流や落雷電流がある。第2表は地球へ流入する年間平均電流 (C km⁻²) の例である。これらはあまり正確な推算とはいえないが、地球全体の荷電量がほぼ定常であることを示している⁽²⁶⁾。

第2表 地球へ流入する年間平均電流 (C km⁻²)

	Wormell による	Wait による
空 地 電 流	+ 60	+100
放 電 電 流	+ 20	+ 20
降 水 電 流	-100	- 30
落 雷 電 流	- 20	- 20
合 計	- 40	+ 70

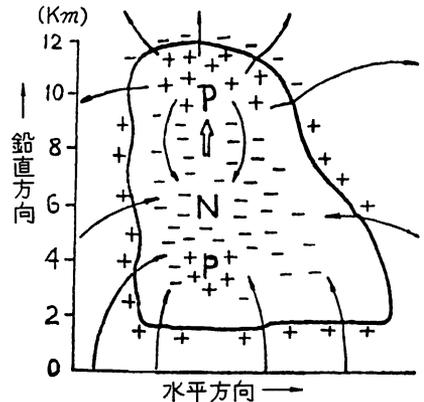
空中電場を維持する機構としては雷電気説がもっとも有望視されている。地球上における雷雨の発生頻度は第

雷雨面積

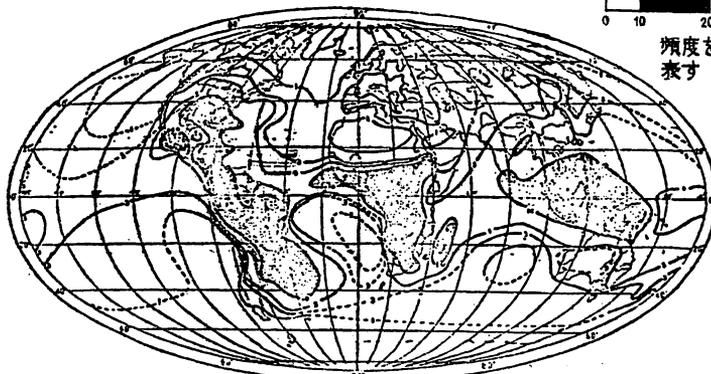


第14図 雷雨面積の日変化

13図からわかるように特定の低緯度陸上に限定されている。第14図は雷雨面積の時間的変化を表わしたものである⁽²⁸⁾。これが第11図の海上における空中電場の日変化ときわめてよい相関を持つことに注意すべきである。雷雲構造に関しては第15図のようなモデルが考えられている⁽²⁷⁾。大気中に発生した雷雲は真下の地球および真上の大気伝導層にそれぞれ正負の電荷を誘導する。動電的にいへば、伝導電流が雷雲上部から流出して上方の伝導層へ向うとともに地表から流出して雷雲下部へ向う。一方、晴天域では伝導層と地表との間に雷電流を



第15図 雷雲の動電氣的モデル



第13図 雷雨発生頻度の世界分布

補償するような下降電流が生じる。したがって、大気伝導層と地球との電位差は雷雨活動に同期した変化をするものと思われる。雷電気の発生機構には降水説と対流説があるが、この二説は発生的一次源として絶縁体における静電場あるいは導体における動電流を考える点で対照的といえる⁽²⁸⁾。前者の立場からみれば、雷雲内部で正負電荷が上下に分極しうするためには上向き起電力 \vec{E}_m の発生がなければならない。雷雲が発生しているときの電場は一般に

$$\left. \begin{aligned} \sigma \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} &= 0, \\ \vec{E} &= \vec{E}_s + \vec{E}_m, \\ \vec{D} &= \epsilon \vec{E}_s \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

を満足するから、

$$\frac{\sigma}{\epsilon} \vec{E}_s + \frac{\sigma}{\epsilon} \vec{E}_m + \frac{\partial \vec{E}_s}{\partial t} = 0. \quad (30)$$

上式を初期条件 $\vec{E}_s = \vec{E}_s(0)$ 、終期条件 $\vec{E}_s = \vec{E}_s(\infty)$ で解くと

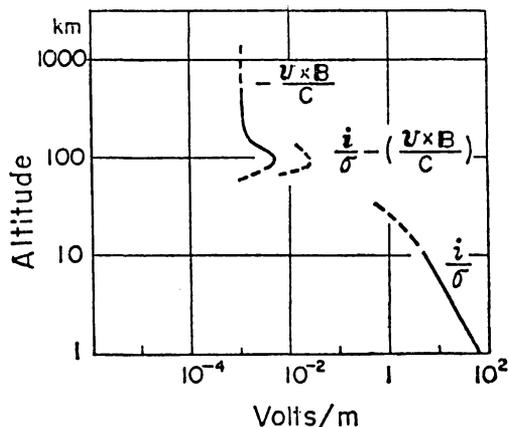
$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_s(t) - \vec{E}_s(\infty) &= \left\{ \vec{E}_s(0) - \vec{E}_s(\infty) \right\} e^{-\frac{\sigma}{\epsilon} t} \\ \vec{E}_s(\infty) &= -\vec{E}_m \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

が得られる。これからわかるように、 \vec{E}_s の時間的減少増加は $\vec{E}_s(t) + \vec{E}_m$ の正負で決まる。また \vec{E}_s が定常状態に達する時間は ϵ/σ の半分にあたる30分間程度である。雷雨の寿命からみて雷雲気現象を定常的と考えることは許されない。したがって、下層大気は大気伝導層と地球をそれぞれ正および負の極としてその内部の対流圏に雷雲という非定常の直流発電機を持つ汎世界的な球形蓄電器とみなされる。

4. 下部電離層の電氣的構造

下部電離層は電気力学的現象が顕著な E 領域 F 領域と気体力学的現象が卓越する対流圏成層圏との中間領域を指すべきものと考えられる。高度でいうと 80—30km の範囲にあたり、D 領域および C 領域⁽²⁹⁾ と呼ばれる電離領域に該当している。この領域は電波伝搬関係で重視されていたが電気構造的にはあまり解明されていない。大気静電場の高度分布についていえば、中間層大気中の分布は第16図からわかるように推定の域を出ない⁽³⁰⁾。

大気電気伝導度の担い手は交換層内では小イオンや大イオンであるが、それより上層では分子イオンから電子にかわる。その際移動度の急増は前述した大気伝導層の成立に関連する。伝導層の等価的な高度は約 65km といわれている。ところで、下部電離層における電離状態は大気中性分子や原子に対する太陽 X 線や宇宙線の電離作



第16図 大気電場の高度分布

用、各種イオンの再結合および電子の解離と附着などが交錯した複雑な過程に左右されている。この領域における電子密度を決める主要な過程は宇宙線の電離（生成率を q ）酸素の分子原子イオンの光解離（係数を d ）および衝突解離（係数を c ）による電子生成と酸素の中性分子原子の附着（係数を a ）による電子消滅である。電離の平衡状態を考えると正イオンに対して

$$q = \alpha_1 n_+ n_- + \alpha_2 n_+ n_e, \quad (32)$$

負イオンに対して

$$aN^2 n_+ = cn_- N + dn_- + \alpha_1 n_+ n_- + \alpha_2 n_+ n_e, \quad (33)$$

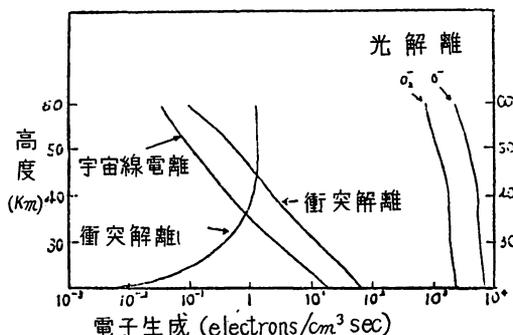
電子に対して

$$q + cn_- N + dn_- = aN^2 n_+ + \alpha_2 n_+ + \alpha_2 n_+ n_e \quad (34)$$

が成り立つ。ここに α_1 と α_2 はそれぞれ正負イオン間および正イオン電子間の再結合係数、 N は酸素中性分子の数密度、 n_+ 、 n_- 、 n_e はそれぞれ正負イオンおよび電子の数密度で

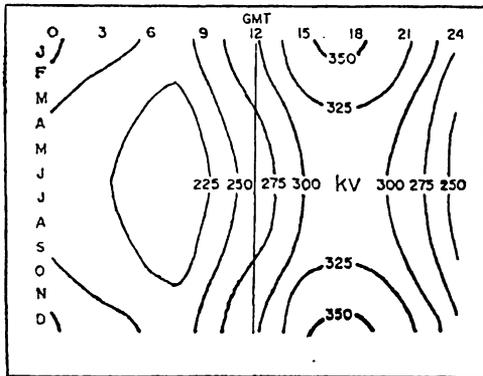
$$n_+ = n_- + n_e \quad (35)$$

の関係がある。与えられた q 、 N を用いて(32)~(34)式を解けば、第17図のような $cn_- N$ 、 dn_- の高度分布が得られる⁽³¹⁾。

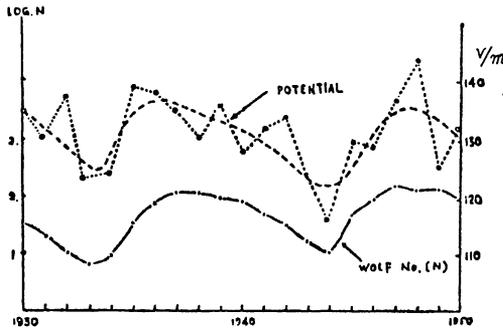


第17図 電子生成の高度分布

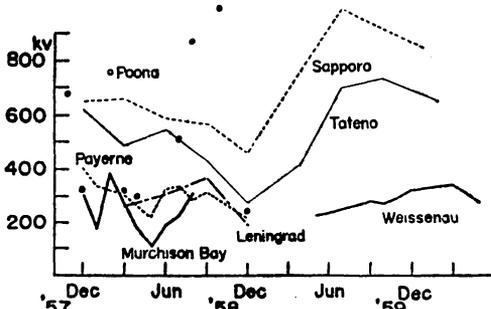
下部電離層は気象電気現象に対して一種のしゃへい効果を示す。しかし静電的な等電位面が中間層大気に形成されるとしても、その高度は時間的にも場所的にも一定とは限らない。大気伝導層には低緯度から高緯度へ向う大きな電位差のあることが実験的に示唆されている⁽³²⁾。この大気伝導層の電位(電離層電位)は自由大気におけるラジオゾンデの静電場測定から推定される。第18図はドイツにおける観測から求められた電離層



第18図 バイゼナウ(ドイツ)における電離層電位の世界時変化と季節変化



第19図 太陽黒点数と柿岡における空中電場の経年変化



第20図 電離層電位の経年変化

電位の世界時と季節による変動である⁽³³⁾。この日変化は第11図の空中電場のものとほぼ同一位相になっている。電離層電位と空中電場との関係は交換層上限域の状態に強く影響されるため単純なものではないが、直接的には太陽放射線や微粒子流による電離作用に、間接的にはそれらの熱効果を通じて雷活動に依存している。空

中電場と太陽活動度とは第19図に示されたように相関がよい⁽³⁴⁾。空中電場の移動月平均には Wolf 黒点数の変化に応じて11年周期が現われている。第20図は世界各地における電離層電位の経年変化である。1958年12月の極小は人工核爆発の影響であって、空中電場にもみられるものである⁽³⁵⁾。

5. 結 言

地上において観測される電磁場の形態は地球内部および外部に分布する起電力の型式とそれに起因する等価電流系の様式に対応しているが、現段階において地球空間を一つの電磁氣的結合系として理解することはむずかしい。その障害の一つは下部電離層の電氣的構造についての研究が遅れていることである。さしあたってD、C領域における正負イオンおよび電子の数密度と移動度スペクトルの直接測定が急務と思われる。

参 考 文 献

- (1) K. Maeda and S. Kato, Space Sci. Rev., 5, 57, 1966.
- (2) D. F. Martyn, Phil. Trans. Roy. Soc., A, 246, 306, 1954.
- (3) T. Obayashi, The electrical state of the upper atmosphere, The University of British Columbia, Institute of Earth Sciences, 1963.
- (4) K. Maeda, and H. Matsumoto, Rep. Ionos. Space Res. Japan, 16, 1, 1962.
- (5) S. Chapman, and J. Bartels, Geomagnetism, Oxford University Press, 1940.
- (6) S. Kato, J. Geomag. Geoelectr., 9, 107, 215, 1957.
- (7) D. Van Sabben, J. Atmos. Terr. Phys., 18, 959, 1962.
- (8) H. Maeda, J. Geomag. Geoelectr., 7, 121, 1955.
- (9) D. T. Farley, J. Geophys. Res., 64, 1225, 1959.
- (10) R. A. Duncan, J. Atmos. Terr. Phys., 14, 89, 1960.
- (11) S. Chapman, Proc. Phys. Soc. London, B, 64, 833, 1951.
- (12) G. J. Gassmann, J. Geophys. Res., 71, 1879, 1966.
- (13) A. J. Zumda, J. Geophys. Res., 65, 2247, 1960.
- (14) M. Sugiura, and J. C. Cain, J. Geophys. Res., 71, 1869, 1966.
- (15) T. Nagata, S. Kokubun, Rep. Ionos. Space Res. Japan, 16, 256, 1962.
- (16) S. F. Johnson, J. Geophys. Res., 65, 3049, 1960.
- (17) W. I. Axford, and C. O. Hines, Can. J. Phys., 39, 1433, 1961.
- (18) S-I. Akasofu, and S. Yoshida, J. Geophys. Res., 71, 231, 1966.
- (19) R. Boström, J. Geophys. Res., 69, 4983, 1964.
- (20) J. A. Fejer, J. Geophys. Res., 68, 2147, 1963.
- (21) J. A. Chalmers, Atmospheric electricity, The Clarendon Press, 1948.
- (22) B. F. J. Schonland, Atmospheric electricity, Methuen Co., 1953.
- (23) 北川信一郎, 川野実, かみなりの研究, 恒星社, 1955.
- (24) 畠山久尚, 川野実, 気象電気学, 岩波書店, 1955.
- (25) 内川規一, 気象研究ノート, 第16巻, 501, 1966.
- (26) 畠山久尚, 川野実, 気象電気学, 地人書館, 1956.
- (27) 田村一雄, 天気, 第12巻, 258, 1965.
- (28) 菊地勝弘, 気象研究ノート, 第16巻, 462, 1966.
- (29) E. R. Schermerling, Rev. Geophys., 4, 329, 1966.
- (30) 大林辰哉, 村田宏雄, 気象研究ノート, 第16巻, 514, 1966.
- (31) E. C. Whipple, Problems of atmospheric and space electricity, Elsevier Pub. Co., 1963.
- (32) H. W. Kasemir, U.S. Army Signal Res. and Develop. Lab. Tech. Rep. 2125, 1960.
- (33) H. J. Fisher, Die elektrische Spannung Zwischen Ionosphäre und Erde, Tech. Hochschule Stuttgart, 1962.
- (34) 近藤五郎, 気象研究ノート, 第16巻, 491, 1966.
- (35) 内川規一, 天気, 第12巻, 261, 1965.