

- 7) Siksna, R. 1957: Geofisica pura. e. applica **36**, p. 104~109.
- 8) Mühleisen, R. 1956: J. Atmosph. Terr. Phys. **8**, p. 146~157.
- 9) 大田正次 1950: 凝結核の垂直分布, 気象集誌, **28**, p. 188~199.
- 10) 畠山久尚, 内川規一 1951: 富士山麓, 中腹及び山頂における空中電位傾度の日変化, 気象集誌, **29**, p. 28~33.
- 11) 畠山久尚, 川野実, 気象電気学
- 12) Israël, H.: Luftelektrizität und Radioaktivität.

## イオン・核に関する近年の研究\*

三 崎 方 郎\*\*

### 要 約

地表面附近の気象電気に重要な役割を持つエアロゾル粒子は、半径  $10^{-5}$ cm 以下のものである。それらの粒子について、粒度分布、多重帯電粒子の測定法、電離平衡の問題を概説する。この報告は1950年代における諸研究を集約したものであって、この10年間の研究で、主に関心が払われた点を述べたものである。

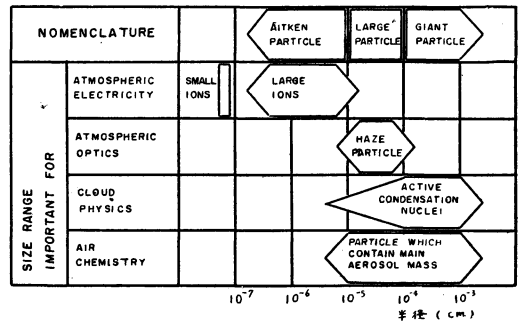
### は し が き

空気の電気伝導度は気象電気現象を特性づけるもっとも基本的な要素である。ところで周知の通り、伝導度は空気中の小イオンの働きによるものであるが、大気の下層では、エアロゾル粒子の方が小イオンより圧倒的に多いので、これによって小イオンは死命を制せられている。つまり、小イオン数密度はその生成作用と消滅作用との平衡によって決定されるが、消滅を司る主体がエアロゾル粒子となっているのである。

当然、大気中のイオン・核に関する研究といえば、小イオンの生成過程に関するものと、消滅過程に関するものの二つに大別される。生成過程に関しては、すでに第1回及び第3回の気象電気シンポジウムの際、川野<sup>1)</sup>により総合報告されている。本文は消滅過程に関する1950年代の研究を集約したものであり、この10年間において、消滅過程の研究上、如何なる点に主な関心が払われそして、どれ程の進展があったかということについて述べたい。

第1図は Junge (1958)<sup>2)</sup> により示された核スペクトラムの概要図である。気象電気学上、重要な範囲は、 $10^{-5}$ cm 以下となっているが、この限界より上の核は、何故問題にならぬのであろうか？ 理由は至って簡単で

あって、その数が少いからである。下層大気中の核の粒度分布は、半径  $10^{-5}$ cm 以下に圧倒的に多く、極大は  $10^{-6}$ ~ $10^{-5}$ cm の範囲にあって、 $10^{-5}$ cm 以上では、Junge によれば、半径の4乗に逆比例して減少しているという。したがって、小イオンの結合対象としては、 $10^{-5}$ cm 以上の核を無視できるわけである。



第1図 核の分類

本文の前半においては、エアロゾル粒子(半径  $10^{-5}$ cm 以下)の粒度分布、多重帯電核について行われた測定法を述べ、後半で Bricard と Junge の理論を概説し、更に、実測については、現在のところ、どの程度で低迷しているかを述べる。

イオン・核に関する研究としては、上述したものの他に、非平衡に関するもの(例えば、Stergis (1954)<sup>4)</sup>)、一般的観測としては、それらの日変化、垂直分布に関するもの(例えば、Sagalyn and Faucher (1956)<sup>5)</sup>)が若干あるが、この報告の本筋からそれるので割愛する。

### 1. 粒度分布の測定

#### 1-1 測定法の概説

粒子半径の決定に、顕微鏡が使えるのはたかだか半径  $5 \times 10^{-5}$ cm 迄である。電子顕微鏡は、エレクトロン・ビームによって、粒子が変形したり、蒸発したりしてし

\* Recent Studies on Charged and Uncharged Nuclei

\*\* Masao Misaki, 気象研究所

まうので用いることができない。

$10^{-5}$ cm 以下の粒子についてのスペクトラムを求めるために、大田 (1950)<sup>9)</sup>は Aitken nuclei counter の膨張比を順次にこまかく変えた一連の測定を行った。この方法では、十分な分解能を期待することが難かしいし、核が水か、溶液か、又は固体かがわかっていないために、測定結果から半径を一義的にきめることができない。大田の求めたスペクトラムも数量的に表示されたものではなかった。

この範囲のエロゾル・スペクトラムを求める本格的な方法として、現在提供されているものに2通りある。第1は空気中におけるエロゾル粒子の拡散係数を測定する方法で、第2は電氣的移動度を測定する方法である。拡散係数  $D$ 、移動度  $\omega$  と核半径  $R$  との関係は (1) 及び (2) によって与えられる。

$$D = \frac{KT}{6\pi\eta R} \left(1 + A \frac{l}{R}\right) \quad (1)$$

$$\frac{\omega}{pD} = \frac{\epsilon}{KT} \quad (2)$$

(1) は Stokes-Cunningham の式としてよく知られており、(2) は Townsend によって与えられたものである。ここで、 $K$  は Boltzmann の常数、 $T$  は絶対温度、 $\eta$  は空気の粘性係数、 $l$  は空気分子の平均自由径路、 $A$  は常数、 $p$  は1ヶの核がもっている素電荷の数で、 $\epsilon$  は素電氣量である。

第1の方法でも、第2の方法でも、(1) と (2) によって、粒子の半径が求められるわけであるが、第2の方法だと無帯電核に対して適用できないのは申す迄もない。更に、二重帯電核、三重帯電核等の場合には、その帯電の多重度も併せて測定しておかねばならぬことは注意を要する。イオン・スペクトラムをエロゾル・スペクトラムに変換することについては、また後述することにする。

拡散係数を求める試みは、専ら Ireland の Dublin における Nolan 其他の人々によって、着々と進められてきた。暫く、これ等の人々の研究を述べることにする。

### 1-2 核数測定器

Aitken 核数測定器はあまりにも有名であるが、Verzer (1953)<sup>7)</sup>はこれを自動記録方式化したものをつくった。Holl and Muhleisen (1955)<sup>8)</sup>は HCl ガスと水蒸気を槽内に導入し、光電装置を用いた連続自動記録計を考案している。Dublin 派の用いている Photo-electric nuclei counter の原型は1940年代に Nolan, Pollak 等がこしらえたものであるが、1952年以後になってから、

Pollak を中心とした数人の人々<sup>9),10),11)</sup>が、数度にわたってこの器械を改良発展させた。彼等は数種類の同型式の測定器を駆使して、拡散係数の決定やその他の実験を行っている。

測定器の槽内に、試料とする空気を導入した後、ポンプで 160mm の過剰気圧とする。槽の内壁面は濡らした吸取紙で内張りがあり、槽内の空気が充分飽和した後にはコックを開放する。したがって、 $\frac{76+16}{16} = 1.21$  の比率で膨張が起り、槽内に霧が発生する。測定器内部の光電池は、頂部にとりつけられた光源からの光を、槽内の霧を通して受けているから、霧の濃度に応じた光量減少が測定される。目盛り較正は Aitken 測定器との同時測定で行っている。改良された器械の測定精度は、5% であるという。

### 1-3 拡散係数の測定法

Pollak 等<sup>12),13),14)</sup>は拡散係数を求めるのに、Static method と dynamic method と称する方法を用いた。核を含んでいる空気を容器に閉ぢ込めたまま放置すると、核は拡散によって壁に取られ、次第に濃度が減少してくる。この減少率を測る方法を Pollak 等は static method と呼んでいるが、凝集による減少が無視できる程、核の濃度が初めから小さくなくてはならない。又測定に数十分を要することもまずいので、専ら次に述べる dynamic method によることになった。

dynamic method とは、一定の流率で空気を拡散箱 (diffusion box) を通し、拡散箱の入口と出口での核数密度を前述の Photo-electric nuclei counter で測る。こうして拡散箱を通過中に失われた核数の比率を求める方法である。ここで拡散箱と称しているものは、極めて細長い矩形断面をもった通路を多数重ねたものであって、空気がこの狭間隙の通路を通り抜ける間に、核は拡散によってその何パーセントかが壁に吸着される。通路の長さを  $L$ 、高さを  $b$ 、巾を  $2a$  とし、通路の数を  $c$  とする。一通路を通る流量を  $q$  とすると、箱全体を通る流量は  $Q=cq$  である。拡散箱の入口における核数密度を  $Z$ 、出口におけるそれを  $Z_v$  とすると、

$$\frac{Z_v}{Z} = k \exp\left(-\frac{Df}{Q}\right) \quad (3)$$

(3) は Gormley により与えられたものであって、  
 $f = 3.77abcL$   $k = 0.9099$   
 である。

エロゾル粒子の大きさがそろっている場合には、(3) によって  $Q$  に無関係に  $D$  が決定される。エロゾルが2種類以上の大きさの核を含んでいると、(3) で求めた

「見掛けの  $D$ 」は  $Q$  に関係する。この関係を逆に利用して、数種のエエロゾル粒子混合の気体について、それぞれの成分を分析して求めることができる。Pollak and Metnieks (1957)<sup>13)</sup> は拡散箱を通る流量を僅かずつ変えて、「見掛けの  $D$ 」対「 $Q$ 」の特性曲線を求め、これを解析して、各成分の存在比と、それぞれの真の拡散係数を求める方法を考案した。彼等は人工的につくった3種のエエロゾル粒子混合気体について、上述の方法を試験した結果、十分な精度で実用できることをたしかめた。

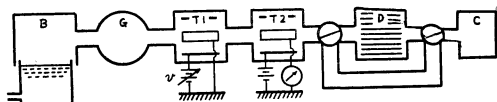
自然の空気について、この方法を用いれば、核スペクトラムが求まる筈であるが、現在のところでは、そこまで進んでいないようである。拡散係数の測定に関しては実験室内で人工的にこしらえた核について行われているのみである。

2. 多重帯電核に関する測定

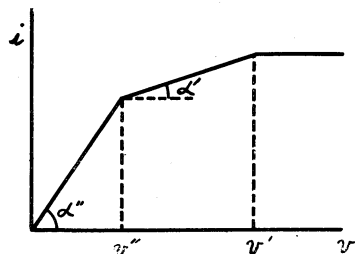
Nolan and O'Connor (1957)<sup>15)</sup> は、彼等の持っている測定器具や技術を濫動員したような形で、多重帯電核に関する興味深い実験を行った。ただし、この実験も、人工的にこしらえたエエロゾルについての室内実験であって、自然の空気についてではない。

第2図に測定装置の配列を示す。Bは蒸留水を入れた容器であって、底部から適当な流速で空気を送り込み、泡立ることによって、多数の核を発生させる。(こうして発生した核は分裂小水滴ではないという。) これを一応、貯蔵室Gに入れておく。T1およびT2はそれぞれイオン計であって、T1には可変電圧、T2には飽和電圧をかけてある。T1の電圧をいろいろに変えて、T2の電流を読む。飽和電流値からこの読みを差引けば、T1の電流が求まる。こうして、T1についての電流—電圧曲線が得られる。つまり、T1とT2とはイオンの移動度スペクトラムを測定するMc Clellandの方法である。

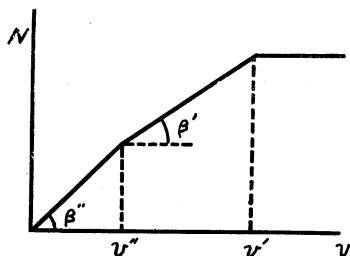
T2に直列に photo-electric nuclei counter C をつける。T2の電圧を零にしておき、T1の電圧を零から飽和値まで変えていった時のCの読みをとって行けば、核数—電圧曲線が求まる。T1の電圧が飽和値のときのCの読みは勿論無帯電核数である。必要に応じて、バイパス・コックを切換えて、拡散箱Dを挿入すれば、核の半径も測定できる。



第2図 多重帯電核の測定 (Nolan 4 O'Connor 1957)



(a) 電流—電圧曲線



(b) 核数—電圧曲線

第3図 多重電荷の解析

得られた電流—電圧曲線と、核数—電圧曲線とから、多重帯電核の数密度や、帯電の多重度を求めることができる。原理的な説明のために、今、2種の粒子の混合から成立っている場合について考えよう。第1群の粒子は  $p_1$  重帯電をしていて数密度が  $N_1$ 、第2群の粒子は  $p_2$  重帯電をしていて数密度が  $N_2$  であるとする。第3図 a 及び b に示したように、どちらの特性曲線も  $v'$  と  $v''$  とで折れ曲る。 $v'$  は飽和電圧である。

第1の粒子群が持ち運ぶ電気量は毎秒  $\Phi e p_1 N_1$  であって

$$\Phi e p_1 N_1 = v' (\tan \alpha'') \tag{4-1}$$

として第4図 a から求まる。 $\Phi$  は流量である。同様に、第2の粒子群の持ち運ぶ電気量は

$$\Phi e p_2 N_2 = v'' (\tan \alpha'' - \tan \alpha') \tag{4-2}$$

である。一方、第4図 b から

$$N_1 = v' (\tan \beta') \tag{4-3}$$

$$N_2 = v'' (\tan \beta'' - \tan \beta') \tag{4-4}$$

この一組の式によって、 $N$ 、 $p$  が計算される。こうして計算された  $p$  は、この方法から考えてみてもわかるように、移動度を等しくするイオン群の中でのイオン1ヶあたりが持つ平均の素電荷数である。移動度が等しければ、帯電の多重度が異なるイオンが2種以上あっても、それは分離できない。

Nolan 等は「泡立て」によって生成した核について  $p$ 、 $D$ 、 $\omega$  を測定した結果を、(2) 式によって検討してみ

たところ、期待値とは甚しくかけ離れていることを見出した。彼等はこの矛盾を、多重帯電イオンと気体分子との間に、熱的平衡が成立していなかったためだと考えている。

いずれにしても、この種の測定は精度の点で著しい困難が予想される。帯電の多重度の測定にしても、話はいまいが実際には期待通りに行くとは限らぬであろう。だが近い将来にはそうした困難も克服されて、実験室内の実験のみに止まらず、自然の大気についての測定にまで研究が進むことと思われる。

### 3. 電離平衡の理論 (結合係数と核半径との関係)

#### 3-1 歴史的敘述

下層大気中におけるイオン数増減の状態は、McClelland and Kennedy (1912), Schweidler (1924), Gish and Sherman (1939) 等の研究によって、

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= q - \alpha n^2 - \eta n N - \eta_0 n N_0 & (5-1) \\ \frac{dN}{dt} &= \eta_0 n N_0 - \eta n N - \beta N^2 & (5-2) \end{aligned} \right.$$

で表わされた。ここで  $n, N$  は + 又は - の小イオン及び大イオン数密度、 $N_0$  は無帯電核数密度、 $\eta, \eta_0$  は小イオンと大イオン (反対符号) 及び、無帯電核との結合係数、 $\alpha, \beta$  は小イオン同志ならびに大イオン同志の再結合係数であり、 $q$  はイオン対生成率である。

(5) 式では、電離平衡に関して、正及び負について事柄がすべて対称であると仮定した。つまり、例えば、正負のイオン数密度は等しいとした。正負にわけた細い議論も勿論あるが、本質的ではないし、又、あえてそうする根拠も疑わしいと思うので、以後の議論では正負対称として進めることとする。各係数の大きさは

$$\alpha = 1.6 \times 10^{-6} \quad \beta = 6 \times 10^{-10} \sim 2 \times 10^{-8}$$

$$\eta = \text{factor} \times 10^{-6} \quad \eta_0 = \frac{1}{2} \eta$$

であり、下層大気では  $n \ll N$  であるので、 $\alpha, \beta$  を含む項は省略され、平衡状態では

$$\begin{cases} q = \eta n N + \eta_0 n N_0 & (6-1) \\ \eta N = \eta_0 N_0 & (6-2) \end{cases}$$

となる。

$q, n, N, N_0$  が観測により求まっていれば、(6-1) (6-2) を用いて  $\eta$  が決定される。これが Nolan and Sacy (1927) の流儀であった。Whipple (1933) はこれに対して、 $\eta$  と  $\eta_0$  との差は電氣的引力の有無にあると考えて

$$\eta - \eta_0 = 4\pi\epsilon\omega \quad (6-3)$$

とし、 $N, N_0, \omega$  の測定値と、(6-2), (6-3) を用いて  $\eta$  を決めた。ここで  $\omega$  は小イオンの移動度である。

Nolan and Sacy の方法、Whipple の方法、又はそれらの変形を用いて、多数の研究者により求められた  $\eta$  の値は全くまちまちであって、order を決定し得たのが関の山という状態であった。ということは、とりまおさず (6) 式が単純化しすぎた表現であったわけで、当然予想されることながら、結合係数  $\eta$  は対象となる核の大きさにも関係しているのである。

結局、電離平衡の問題は  $\eta$  に焦点があるのである。 $\eta$  を理論的に決定しようとする試みは Langevin 以来、Harper (1935), Wright (1936) 等により行われてきたが、現在、一応とりあげられるべきものとして、Bricard (1949)<sup>16)</sup> のものと Junge (1955)<sup>17)</sup> のものがある。

#### 3-2 Bricard の理論

Bricard は小イオンと核との衝突が、拡散と電場の力によって起るとして  $\eta$  を計算した。核は小イオンに比べて質量が大きいから動かないとし、半径  $r$  の同心球面を通して核の方に毎秒流れ込む小イオン数は  $r$  によらないとすると

$$4\pi r^2 \left( D \frac{dn}{dr} + E\omega n \right) = \text{const} \quad (7)$$

ここで、 $D$  及び  $\omega$  は小イオンの拡散係数と移動度である。核の表面が導体であるとする、電場  $E$  は核がもつ電荷によるものと、核に近づいた小イオンの写像によるものがあるから、

$$E = -\epsilon \left( \frac{p}{r^2} + \frac{R}{r^3} - \frac{Rr}{(r^2 - R^2)^2} \right) \quad (8)$$

核に衝突した小イオンはすべて捕捉されるとすると、

$$(n)_{r=R} = 0 \quad (9)$$

又  $(n)_{r=\infty} = \bar{n}$  (10)

(7), (8) を限界条件 (9), (10) の下で解けば、小イオン数密度  $n$  の分布が  $r$  の函数として決定される。こうして求めた  $n$  から結合係数  $\eta_{p,\epsilon}$  は (添字  $p$  は核の帯電の多重度、 $\epsilon$  は核と同符号の小イオンとの結合を表わす。即ち、 $\eta_{p,\epsilon}$  は  $p$  重帯電核から  $(p+1)$  重帯電核が生成される率を表わす) (11) 式で求める。

$$\eta_{p,\epsilon} = 4\pi DR^2 \left( \frac{dn}{dr} \right)_{r=R} / \bar{n} = \frac{4\pi DR}{I(\xi, p)} \quad (11)$$

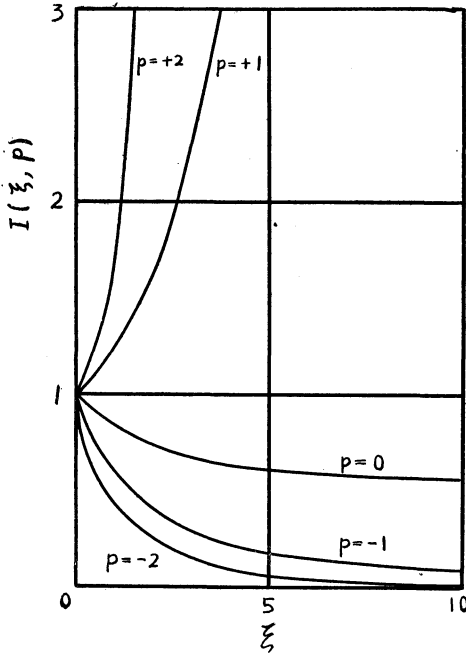
ここで

$$\xi = \frac{\epsilon\omega}{DR}$$

である。 $\eta_{p,u}$  ( $p$  重帯電核が反対符号の小イオンと結合して  $(p-1)$  重帯電核に変る率) は、

$$\eta_{p,u} = \frac{4\pi DR}{(\xi, -p)} \quad (12)$$

で表わされる。第4図に  $I(\xi, p)$  と  $\xi$  との関係を示す。同図をみても分かるように、 $\xi$  が小さくなると、(核半径が大きくなると)  $p=+1$  に対する  $I(\xi, p)$  が小さくなって、 $\eta_{1,\epsilon}$  が無視し得なくなる。即ち、半径  $2 \times 10^{-6}$  cm 以上では二重帯電核が無視できない。更に大きな核だと、三重帯電核も存在するようになる。



第4図  $I(\xi, p)$  の値

3-3 Junge の理論

Junge は核の周辺において、Bricard の述べたような定常拡散場が常には存在し得ないと考え、事後確率の考えから、無帯電核と小イオンとの結合係数  $\eta_0$  が

$$\eta_0 = 4\pi DR \quad (13)$$

で表わされるとした。帯電核に対する結合係数は Whipple の理論を拡張して、

$$\eta_{p,\epsilon} = 4\pi(DR - \omega p \epsilon) \quad (14)$$

$$\eta_{p,\mu} = 4\pi(DR + \omega p \epsilon) \quad (15)$$

核に対する小イオンの写像の影響は (14), (15) に補正としてつけ加える。ところで、(14) の括弧の中を零とするような  $R$  が多重帯電核生成の臨界半径を与えるわけである。それで、二重帯電核が生成され始める半径は、

$$R^{(2)} = \frac{\omega \epsilon}{D} = 5.2 \times 10^{-6} \text{cm}$$

三重帯電核は

$$R^{(3)} = \frac{2\omega \epsilon}{D} = 10.4 \times 10^{-6} \text{cm}$$

となる。

Bricard にせよ、Junge にせよ、多重帯電核が無視できぬ大きさの粒子まで問題になるとときには、(5) 式は書き改められて (16) 式となる。

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \eta_0 n N_0 - n \sum_{p=1}^{\infty} (\eta_{p,\epsilon} + \eta_{p,\mu}) N_p \quad (16-1)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = 2\eta_{1,\mu} n N_1 - 2\eta_{1,\epsilon} n N_0 \quad (16-2)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \eta_{2,\mu} n N_2 - \eta_{1,\mu} n N_1 - \eta_{1,\epsilon} n N_1 \quad (16-3)$$

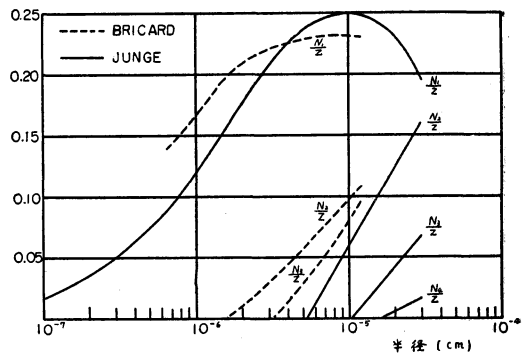
$$\frac{dN_2}{dt} = \eta_{3,\epsilon} n N_3 + \eta_{3,\mu} n N_3 - \eta_{2,\mu} n N_2 - \eta_{2,\epsilon} n N_2 \quad (16-4)$$

$N_p$  は  $p$  重帯電 (+ 又は -) の核数密度である。 $\eta$  は核の大きさに関係するから、(16) はもとより核が均一な場合にだけ成立つのであって、種々の大きさの核が混合しているときには、より複雑になる。

平衡状態では、(16) から (17) が導かれる。

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{\eta_0}{\eta_{1,\mu}}, \quad \frac{N_2}{N_1} = \frac{\eta_{1,\epsilon}}{\eta_{2,\mu}}, \quad \frac{N_3}{N_2} = \frac{\eta_{2,\epsilon}}{\eta_{3,\mu}} \quad (17)$$

同様に  $N_p/Z$  も  $\eta$  の函数、したがって  $R$  の函数として求めることができる。第5図に、 $N_p/Z$  と  $R$  との関係を示す。



第5図 帯電核の存在比

又、(17) から全核数と帯電核数の比を求めれば、

$$F_1 = \frac{Z}{2N_1 + 2N_2 + 2N_3 + \dots} = 1 + \left( \frac{2\eta_0}{\eta_{1,\mu}} + \frac{2\eta_{1,\epsilon}}{\eta_{2,\mu}\eta_{1,\epsilon}} + \frac{2\eta_{2,\epsilon}\eta_{1,\epsilon}\eta_0}{\eta_{3,\mu}\eta_{2,\mu}\eta_{1,\mu}} + \dots \right)^{-1} \quad (18)$$

となり、結局  $R$  の函数として表わされる。

イオン計で測った場合には、帯電核数が求まらず、帯電核が持つ全電氣量が測定されるだけであるから、 $F_1$ ではなく $F_2$ を求めておく必要がある。

$$F_2 = \frac{Z}{2N_1 + 4N_2 + 6N_3 + \dots} = \left(1 + \frac{2\eta_0}{\eta_{1,\mu}} + \frac{2\eta_{1,\varepsilon}\eta_0}{\eta_{2,\mu}\eta_{1,\mu}} + \dots\right) \left(\frac{2\eta}{\eta_{1,\mu}} + \frac{4\eta_{1,\varepsilon}\eta}{\eta_{2,\mu}\eta_{1,\mu}} + \frac{6\eta_{2,\varepsilon}\eta_{1,\varepsilon}\eta_0}{\eta_{3,\mu}\eta_{2,\mu}\eta_{1,\mu}}\right)^{-1} \quad (19)$$

$F_1$  又は  $F_2$  が求まったから、エアロゾル粒子が均一ならば、帯電核数 (又はそれらが持つ全電氣量) を測定すれば、全核数が推定できる。Junge は Israel のイオン・スペクトラムを基にして、核スペクトラムを求めた。

4. 実験式

実際の大气については、そのほとんどが小イオン数と核数の測定が行われているだけあって、エアロゾル・スペクトラムの構造にまで立ち入った測定ではない。したがって、(16) 式や更に複雑な関係式を適用することができず、もっと簡単な手とりばやい実験式が要求された。一つの試みとしては

$$q = \alpha n^2 + \varsigma n Z^2 \quad (20)$$

という形式で表示することである。第1表に測定から求めた  $x$  の値を示す。 $x$  は観測者により異なり、一見とりとめのつかない状態に思われる。Holl and Mühleisen (1955)<sup>18)</sup>の結果は、特殊な核数測定器を用いて、 $n$  と  $z$

第 1 表

$x$	観測者	年	備考
1	Schweidler	1924	
1/2	Nolan and Nolan	1929, 31	密閉容器内で凝集により核数が減少しつつあるとき
1/4	Nolan and Guerrini	1935	Glencree における大気中の観測
1/5	Wright	1935	
1	Nolan and Galt	1944	密閉容器内での平衡状態
1/2.3	Holl and Mühleisen	1955	

とを連続同時記録した結果から導かれたものであって、 $x=1/2.3$  は殆んど確定的であるように見える。これ等の結果に対して、Nolan (1956)<sup>19)</sup> は次のように解釈した。

核が凝集によって減少して行く過程 (例えば、都市の空気が田舎へ流れて行った時) では、数密度と同時に核半径も変って行く。したがって、結合係数も変化する。

平衡ならば 1 乗則が正しいのだが、この場合には、 $q = \alpha n^2 + \varsigma' n Z$  と表わしても、 $\varsigma'$  は常数であり得ない。 $\eta_0 \propto R^u$ ,  $\varsigma' \propto R^v$  とすると、 $u, v$  の値は第2表の如くなる。

第 2 表

	Nolan and Kennan	Bricard	Junge
$u$	1.77	0.80	1.00
$v$	1.36	0.55	0.76

Bricard, Junge の値は、既述の理論から求めた概算値であり、Nolan and Kennan のは、測定から導いた値である。一方、凝集が起りつゝある時には、 $R \propto Z^{-1/2}$  の関係がある。したがって、 $\varsigma' \propto Z^{-3/2}$  となる。それで、 $\varsigma' n Z = \varsigma n Z^2$  とおけば、 $v=1.36$  を用いて、 $x \approx 1/2$  となる。つまり、

イ) 平衡ならば 1 乗則

ロ) 凝集によって核数が減少しつつあるときは 1/2 乗則という結論である。

むすび

§1 と §2 とで、イオン・核に関して行われた室内実験について述べ、§3 で、結合係数に関する理論を概説し、§4 で、自然大気中の観測結果に言及した。ところで、ふりかえてみると、理論、実験、観測の三者が必ずしも緊密な連携がとれているとは云えない。実験方面では、現在のところ極めて基礎的な研究にとどまっており、自然大気についての測定は、いわばグロスカウントであって、スペクトラム構造にまで立ち入ったものがない現況である。測定結果そのものにも到るところに矛盾があるようである。したがって、理論も未だ実験的な検証に欠けている。今後の研究の発展としては、やはり核半径の測定も併せて、スペクトラム測定の方角に進むことが肝要であろうと思われる。

参考文献

- 1) 川野実, 1957: 大気中の自然放射能, 科学, 27 277~283.
- 2) 川野実, 1959: 気象電気と自然放射能, 日本気象学会機関紙, 天気, 6, 293~297.
- 3) Junge, C.E, 1958: Atmospheric chemistry. Advances in Geophysics Vol. 4.
- 4) Stergis, C.G. 1954: Study of atmospheric ions in a non-equilibrium system. G.R.D. Air Force Cambridge Reserch Center, Technical Report 53-13.
- 5) Sagalyn, R.C. and G.A Faucher, 1956: Space and time variations of charged nuclei and

- electrical conductivity of the atmosphere. Q. J. Roy. Met. Soc. **82**, 428~445.
- 6) 大田正次, 1950: 凝結核の垂直分布, 気象集誌 **28**, 188~209.
  - 7) Verzer, F. 1953: Kondensationskernzähle mit automatischer Registrierung. Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. A, **5**, 372~376.
  - 8) Holl, W. and R. Mühleisen, 1955: A new condensation nuclei counter with continuous observation. Geofis. Pur. Appl. **31**, 21~25.
  - 9) Pollak, L.W. and T. Murphy, 1953: Sampling of condensation nuclei by means of a mobile photo-electric counter. Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. A **5**, 100~119.
  - 10) Pollak, L.W. and T.C. O'Connor, 1955: A photo-electric condensation nucleus counter of high precision. Geofis. Pur. Appl. **32**, 137~146.
  - 11) Pollak, L.W. and A.L. Metnieks, 1957: Photo-electric condensation nuclei counters of high precision for measuring low and very low concentration of nuclei. Geofis. Pur. Appl. **37**, 174~182.
  - 12) Pollak, L.W., T.C. O'Connor and A.L. Metnieks, 1956: On the determination of the diffusion coefficient of condensation nuclei using the static and dynamic methods. Geofis. Pur. Appl. **34**, 177~195.
  - 13) Pollak, L.W. and A.L. Metnieks, 1957: On the determination of the diffusion coefficient of hetero-geneous aerosol by the dynamic method. Geofis. Pur. Appl. **37**, 183~190.
  - 14) Pollak, L.W. and A.L.: Metnieks, 1958: The diffusion coefficient of large ions. Recent Advances in Atmospheric Electricity 43~53. Pergamon Press.
  - 15) Nolan, P.J. and T.C. O'Connor, 1955: Size, mobility and charge of multiply charged ions. Proc. Roy. Irish Acad. Ser. A **57**, 161~171.
  - 16) Bricard, J. 1949: L'équilibre ionique de la basse atmosphere. Journ. Geophys. Res. **54**, 39~52.
  - 17) Junge, C.E. 1955: The size distribution and aging of natural aerosols as determined from electrical and optical data on the atmosphere. Journ. Met. **12**, 13~25.
  - 18) Hall, W. and R. Mühleisen, 1955: On the equilibrium of ionization in air containing nuclei. Geofis. Pur. Appl. **31**, 115~118.
  - 19) Nolan, P.J. 1956: The equilibrium of ionization in the atmosphere and nuclear combination coefficients. Journ. Atm. Terr. Phys. **2**, 295~303.

## 銚子地方の天気俚諺

向後清司

今でも漁業者の中には朝早く空や海の状態を観察してその日の作業の当否を判断する人がいる。電子計算機によって天気予報が行われようとする現在、この予想の仕方が時代に逆行するものと非難する人もあるかも知れない。しかし観測の少ない海上に起る現象とかスケールが小さいために天気図の上で十分その将来まで判断できない現象が大きいスケールのそれに発達する場合もあり、とくにアジア大陸と太平洋の境界に位置する日本のような所ではこのような小規模の現象が日々の天候を支配することが多い。とくに銚子地方にある天気俚諺を取り上げて見た。

### 1. 北の8日降り

北風が吹いて8日も悪天が続くということですが、オホーツク海の高気圧が発達して典型的な北高型となった場合で梅雨期ばかりでなく秋霖期にもあります。

### 2. シカマ天気

北高型の気圧配置の時と北東気流型の悪天の時によくシカマ天気といいます。風向が北から多少東によってい

ると、関東の中部以北が晴れても東部は容易に晴れない場合が多いようです。

### 3. 沖に土手を築くと日中北または北西風が強くなる。

冬期寒冷前線が通過して大陸の高気圧が本州に張り出している時に起るようです。季節風は夜間弱まりますが、日中になると吹き出して来ることがあり、このような時沖気に雲層が堤のようにあらわれます。

### 4. だんな日和

春、秋夜中に雨が降って日中はよい天気になることです。これは本邦が高圧帯におおわれているけれども、日中中部地方に地形性の低気圧が発生して、それが関東東部を通過する時、夜間一雨ありますが日中は天気がよくなる場合です。

5. ナリ(海鳴)が南から南西にある時は天気は回復し、南東から東にある時は雨となる。また北に移動した時は天気はよくなる。

海鳴のある方向によって天気を知る方法です。この理由は海鳴がウネリによって起るのかどうかという難しい問題があってはつきりしません。