大 氣 の 電 離 (第 一 報)⁽¹⁾

寺 田 一 彦

Ionisation of the Atmosphere. (I)

By K. TERADA.

Abstract:—In this paper and the subsequent papers it is assumed that the ionisation of the atmosphere is merely caused by the radiation from the sun. Assuming that the number of pairs of ions produced by the radiation per cubic cm and per second is proportional to the loss of energy of radiation, we meet with an integral

$$\int_{\infty}^s e^{-b's} ds,$$

but this is not integrable as it is reduced to the form $\int \frac{e^{-br}}{r} dr$. Hence the author tried to integrate this by the graphical method and obtained some results concerning the height of maximum ionisation and the relative number of pairs of ions. The height of maximum ionisation is minimum when the radiation is perpendicular to the horizon and it increases slowly as the inclination of radiation to the horizon decreases. The shape of the curve of the relative number of pairs of ions is almost the same as that of the perpendicular radiation if we consider only the side of the earth facing the sun, hence approximately Pedersen's equation is able to be used there.

§ 1. 大氣は成層圏以上の高所に於ては地球に對し靜止の狀態にあり重力の影響をうけてゐると見做せば氣體は分壓の法則に従ひ、且つ各氣體の壓力は

$$p = p_0 e^{-bh} \dots \dots \dots (1)$$

に依つて表はされるものと假定する。此處に h は地表よりの高さを cm で表はしたもので、 b は氣體の分子量に比例し、一定と見做される上層の絶對溫度に逆比例する。

今考へてゐる氣體が、太陽よりの輻射線を吸収する割合はその氣體の壓力に比例するとすれば

$$\alpha = a e^{-bh} \dots \dots \dots (2)$$

で表はされる。且つ輻射線がその経路 ds を通過する間に、此の氣體に吸収される割合は

$$\frac{\partial J}{\partial s} = -\alpha J \dots \dots \dots (3)$$

で表はされると考へる。

(1) 中央氣象臺彙報.

(8) 式を満す h 即ち電離極大の高さを h_m とすれば, (8) 式より h_m を φ の函數として表はす事が出来る. 此の h_m に相當する n を n_m とすれば

$$n(\varphi, h) = n_m(\varphi) \cdot e^{b(h_m - h) + a[g(\varphi, h_m) - g(\varphi, h)]} \quad (9)$$

を得る. 此處に未知の常數 a は一定の φ の所の電離極大の高さを假定する事により (8) 式より定められる. 今便宜上垂直入射の場合の電離極大の高さ $h_{m,0}$ を假定すれば

$$g(0, h) = - \int_{\infty}^r e^{-b(r-R)} dr = \frac{e^{-bh}}{b}$$

となるから (8) 式より

$$a = b e^{+bh_{m,0}} \dots \dots \dots (10)$$

を得る. 従つて (9) 式は

$$n(\varphi, h) = n_m(\varphi) \cdot e^{b\{h_m - h + e^{bh_{m,0}}[g(\varphi, h_m) - g(\varphi, h)]\}} \dots \dots \dots (11)$$

となる.

§2. (11) 式の計算に當つては先づ b を假定しなくてはならない. b は上述の様に各氣體に依り異なるのであるが, 此處には先づ b の値としては水素の夫に近い 10^{-7} C.G.S. をとる事とする.⁽¹⁾ 上層に於ての水素の存在は多少論議の餘地があり, 極光のスペクトルより固形窒素の存在を云爲する人々もあるが, 極光の出る高さが主として 200 km 附近以下であり, 此處に取扱ふ高度は主としてそれ以上でもあり且つ電波の観測と照し合せて見ると, 高層に於ての軽い氣體の存在を全然否定し去る事も出来ない様でもあるので,⁽²⁾ 此處には別に上層に水素の存在を主張すると云ふのではなく, b の値として水素の夫に近い値をとつたと云ふだけの事にして置く. 尤も上層での絶對溫度如何に依つて同じ b の値を與へる爲めには氣體の種類も異つて差支ないのであるから, 此處に採用した b の値が水素大氣と不可分のものであると云ふ譯ではない.

今地球を半徑 6400 km 即ち 6.4×10^8 cm の球と見做し, 種々の h に對する e^{-bh} の値を計算する. $h=0$ km では $e^{-bh}=1$, $h=700$ km では $e^{-b} = 0.009$ となるので圖式積分に於てはこれ以上の h は採用しなくてもよい. 之より e^{-bh} を一定の R_0 に對し種々の s に就き作り圖式積分を施せば $\int_{\infty}^s e^{-bh} ds$ の値を種々の R_0 に對し s の連續函數として出す事が出来る. 之より同一の高さの所での積分の値を作るために $\theta = \tan^{-1} \frac{R_0}{s}$ (第一圖参照) の函數として, 種々の h に就いての

(1) K. Försterling 及び H. Lassen は 220°A の時の水氣の値として 1.08×10^{-7} と出してゐる. 著者は計算の簡單のため之に近い 10^{-7} を採つた. K. Försterling u. H. Lassen: Kurzwellenausbreitung in der Atmosphäre, Hochfreq. techn. u. Elek. Akustik Bd. 42, S. 158, 1933.

(2) K. Försterling u. H. Lassen: loc. cit.

$$\int_{\infty}^s e^{-b_1 s} ds$$

を作り、此等より内挿法により一定の角 φ の所の積分値を h の函数として出せば此處に初めて

$$g(\varphi, h) = \int_{\infty}^s e^{-b_1 s} ds \dots\dots (6)$$

の曲線が得られる。（第二圖）

地球の太陽に面してゐる方の側では h の總ての値によつて $g(\varphi, h)$ を定める事が出来るが、反對の側 ($\varphi > 90^\circ$) では h が $R(\operatorname{cosec} \varphi - 1)$ 以下の處（第一圖ハツチの部）の大氣は太陽よりの輻射を受けないから電離される事はないが、そ

れ以上の高さでは上の様式に従つて電離される。従つて此の處では $R(\operatorname{cosec} \varphi - 1)$ より小さい高さでは $J=0$ 、従つて $g(\varphi, h) = \infty$ と見做して取扱ふ。 $h = R(\operatorname{cosec} \varphi - 1)$ の點では $g(\varphi, h)$ が有限の値より無限大までに急激に變化するが、之を連續的に、丁度此の h の處が $g'(\varphi, h)$ に就き漸近線となつてゐる様に考へて、 $g(\varphi, h)$ が到る處連續であると考へて取扱ふ。尤も $g(\varphi, h)$ の相當大である處は後の取扱では無視し得る範圍に屬するので、實際問題には $g(\varphi, h)$ の連續性は影響を及ぼして來ない。

§3. 斯くして得られた (6) 式の値より、我々は電離極大の高さ並びに n/n_m の比の φ による變化を、従つて此等の日變化、季節的變化等を容易に見出す事が可能である。

第二圖より電離極大の高さ h_m を出すには之を更に圖式微分により $g'_h(\varphi, g)$ の曲線を作らなければならない。そして之が丁度 $-b/a$ に等しい様な h の値を求めればよい。前述の様に a は或る φ の値での h_m を假定しなければ定まらないので、今 $\varphi=0$ の所の

第二圖 $g(\varphi, h) = \int_{\infty}^s e^{-b_1 s} ds$

第三圖 電離極大の高さ

h_m 即 $h_{m,0}$ に 100 km, 150 km, ..., 400 km と七個の値をとらせて、此等に相當して各 φ に就いての h_m の變動をしらべて見れば第三圖の様になる。圖式微分は、圖式積分程正確に行はれず、且つ第二圖で見る様に $g(\varphi, h)$ の曲線は h が増すにつれ零に近づくので、 h_m の値としても高所に至るにつれ不正確にしか決定されなくなる。従つて之を基準として計算さる可き n/n_m の値も多少の誤差あるは免れない。とにかく、 h_m は $\varphi=0^\circ$ の處で最小であり、 φ が増すにつれ徐々に増大し、 φ が 90° を越すと h_m の増加の割合が急激になり、 φ が 180° になるに至つて無限大となる。その増加の有様は初めに假定した $h_{m,0}$ の高さが高い程緩慢で、 $h_{m,0}=100$ km の時は $\varphi=90^\circ$ の所の h_m は 325 km と三倍以上になるが、 $h_{m,0}=400$ km の時には夫は 680 km で二倍に充たない。 $h_m/h_{m,0}$ の表を作れば次の通りである。

第 一 表 $h_m/h_{m,0}$ の値

φ $h_{m,0}$	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°	100°	110°	120°	130°	140°	150°	160°	170°	180°
100	1	1.02	1.05	1.13	1.25	1.40	1.64	1.98	2.45	3.25	4.8	8.0	14	24	41	70	130	320	∞
150	1	1.02	1.05	1.12	1.20	1.34	1.50	1.73	2.08	2.65	3.7	6.0	10	17	28	48	89	210	∞
250	1	1.02	1.04	1.07	1.13	1.22	1.30	1.46	1.68	2.06	2.9	4.3	6.7	9.2	17	30	55	130	∞
350	1	1.01	1.03	1.06	1.10	1.15	1.23	1.34	1.51	1.79	2.3	3.2	5.1	8.0	13	22	40	95	∞

h_m の値が知られれば、之と (6) 式従つて第二圖とより $g(\varphi, h_m)$ を出し、(11) 式に従つて n/n_m を出す事が出来る。此の値を h_m-h の函數として表示すれば第四圖の様になる。 $\varphi=0^\circ$ の場合は之は $e^{1+(h_m-h)}-e^{-(h_m-h)}$ (但し h の單位は 100 km = 10^7 cm) に變形されて來るが、 $\varphi \neq 0^\circ$ 場の場合は $g(\varphi, h_m)-g(\varphi, h)$ の項がはいるので圖式計算より出した値を圖示するより他に方法はない。斯くして種々の φ に就き、種々の $h_{m,0}$ を假定して計算した結果を見ると n/n_m の形は φ が大となるにつれ h_m-h に對し擴がつて來るが、その擴がり具合も一樣ではなく、 φ の小さい間は極く緩やかであるが、 φ が増して 90° を越して來ると擴がり方も大きくなる。然し $h_m-h < 0$ 即ち極大の電離の所以上の高さに於てはその擴がり方は小さく従つて n/n_m 曲線は φ が大となるにつれ h_m-h に關し對稱的傾向を帶びて來る。

n/n_m が殆んど零である高さより h_m までの高さを電離層の厚さ D とすれば、之は $\varphi=0$ の時には大體 200 km であるが、 φ が増すにつれ初めは徐々に、後には可成り急激に變化してゆく。(第五圖) 然し乍ら $\varphi=90^\circ$ までは、 n/n_m 従つて D には殆んど變化の見られない

第 四 圖

事がわかるのである。此の事柄より、太陽に面してゐる方では、近似的に n/n_m の式として Pedersen の式

$$n/n_m = e^{1+b(h_m-h)} - e^{-b(h_m-h)}$$

を採用してよい事となる。唯此の時 h_m は φ と共に増大する事上述の如くである事を考慮すればよいのである。圖式積分、微分等に於ては讀取りの困難のため計算値に多少の誤差あるは免れない。従つて上述の圖に於ける曲線は必ずしも完全に數式を満足してゐないかも知れないが、此の種の取扱ひにはさ程の精密度を要求する事はないであらうから、以下の取扱ひにも上掲の圖に依る事にする。

h_m , n/n_m 等の φ による變化より此等の日變化、季節的變化を出し得るが、大氣は太陽よりの輻射線により常に電離される一方、電離された ion は再結合により中性となつてゐるので、上述の n によつては、大氣の電離の實狀を察知する事が出来ないで、日變化等も實際に存在する ion 數の φ による變數を計算して後に取扱ふ事にし、之は後報に譲る事にする。

終に臨み岡田先生の御指導、御鞭撻に對し感謝の意を表はして筆を擱く。

多摩川の化学・生物學的研究⁽¹⁾ (第 2 報) 植物性プランクトンの定量的調査

倉 茂 英 次 郎

Chemical and Biological Investigations of the Water of River
Tama (part II) Quantitative Results of Phytoplankton.

By H. KURASIGE.

Abstract:—The seasonal fluctuation of phytoplankton was observed quantitatively during Dec., 1932 and January, 1934 at St. Futakotamagawa. Diatom was the most predominant species in phytoplankton and appeared abundantly in the both seasons of winter and spring. The maximum occur-

(1) 中央氣象臺彙報、「本邦河川の化學的研究」の 1 部を爲す。