

目 次

原 著

奥田 豊三 蒔 水 巖	： 薄明の明るさに就いて	103
----------------	--------------------	-----

綜 合 報 告

野 附 誠 夫	： 太陽の紅焰の運動に就いて(III)	107
---------	---------------------------	-----

論 叢

本 多 侃 士	： 光電管並びにその使用法(I)	116
---------	------------------------	-----

抄 録 及 資 料

Ⅲ月に於ける太陽黒點概況	120
太陽ウルフ黒點數	121
本會會員の太陽黒點觀測	121
無線報時修正値	121

天 象 欄

流 星 群	122
變 光 星	122
東京(三鷹)で見える星の掩蔽(VI月)	122
太 陽・月・惑 星	122

本 會 記 事

通常總會及び講演會記事	123
昭和 12 年度會務報告	123

薄明の明るさに就いて

奥田 豊三
清水 彊

本篇は専ら實際的立場から快晴の場合に於ける日入後の空の明るさの變化を調べたものである。概況を知るの目的である爲、測光學的に嚴密な取扱ひは將來の問題として、茲では簡易な手段に依つて得られた結果を取敢へず報告することにする。

1. 観測方法 寫眞取枠の引蓋に接して幅1糎、長さ5糎の長方形の穴を穿つた板を装置し、此を順次乾板面に平行に移動させて、乾板上の異なる區域に順次の露出を與へ得る様にし、穴の前面には compur-shutter を取付け其の開口前面に白紙を貼附け上方半球面から來る光を紙面に依つて擴散光として乾板に投ずるやうにした。此を天文臺圖書庫の屋上に置き、日入後より約一時間に亙り天頂に向けて數回露出を行つた。薄明の明るさを月の其と比較する爲に同一乾板上に前夜乃至翌夜月に向けて露出し、更に實驗室に於て標準電燈をに向けて露出し、此に依つて月を利用し得ない場合には標準電燈の明るさから月の其に結び付ける手段とした。使用乾板は Eastman 50 (カビネ) であつて、各乾板の特性曲線は實驗室内で compur-shutter をはずし、wedge を入れて撮つたものから求めた。

露出を行つた乾板の黒さは總て天文臺の self-registering microphotometer の振りから求めた。

2. 観測結果 第1表 Twilight Plates は観測の時刻、露出時間、及び像の黒さの測定から求めた $\log E$ を示すものである。但 E は入射光の明るさであつて、此計算では Schwarzschild の指數 p は 1 と假定してある。日附の次に記したのは乾板番號で、括弧内は microphotometer-tracing の番號である。露出時間の欄中 ϵ 及び L

は夫々月及び標準電燈に対する露出を表はす。乾板 P1 は全部 compur-shutter を用ひずに單に穴に直接白紙を貼つて露出し P2 は ϵ に向けての露出に限り shutter なしの白紙貼りで行つた。又 P1 及び P2 に対しては wedge A, 他は總て wedge B を使用してゐる。但 wedge-constant は夫々 $\sigma_A=0.50/cm$; $\sigma_B=0.32/cm$ である。

第1表 Twilight Plates

日 付	露出時刻	露出時間	$\log E$
II 22 ^d (MT2) 雲北西半天を 覆ふ、 Compur-shut- ter を用ひず ($P=96.8^\circ$) ($Z=61.7^\circ$)	P1 18 ^h 16 ^m	30 ^s	+0.47
	18 26	30	-0.13
	18 36	50	-0.85
	18 46	50	-1.10
	ϵ 28 29	2)	0.00
II 23 I2 (MT1) Compur-shut- ter なし ($P=97.0^\circ$) ($Z=59.35^\circ$)	17 52	2	+0.40
	18 5	10	-0.79
	18 18	30	-1.92
	L	5	0.00
	ϵ 4 58	30	-1.42
IV 4 P5 (MT6- MT7) 月齡 3.5 の月 あり	18 8 _s	1	+1.07
	18 13 _s	1	+1.37
	18 19	1	+1.18
	18 29 _s	5	+0.28
	18 41 _s	50	-0.82
	18 51	300	-1.61
	19 5	6 ^o 0	-2.31
L	5	0.00	
IV 5 P6, MT8 MT9)	18 7 _s	1	+1.81
	18 12 _s	1	+1.62
	18 21	1	+1.26

月齡 4.5 の月 あり	18 31	5	+0.41
	18 49	300	-1.38
	19 6	600	-2.20
	L	5	0.00

II 23 5.0	59.3%	0.088	0.108
III 21 1.7	58.7	0.085	0.103
IV 15 23.7	51.3%	0.053	0.064
IV 15 23.7	51.2%	0.052	0.064

P: 月の位相角 Z: 月の天頂距離

*括弧内は microphotometer-tracing の乾板番號

扱て、第 1 表に得られた異なる日の log E を同一の單位で書換へ、更に此を天頂に於ける満月の明るさと比較するには次の如き種々の修正を施さねばならない。

Compur-shutter の補正 compur-shutter 無しで撮つた寫眞像の log E を compur-shutter を附けた場合に引き直すには -0.539 を加へる。此値は實驗室に於て標準電燈を用ひ、同一の露出時間の下に compur-shutter の有無の場合を比較して得たものである。

月と標準電燈の關係 第 2 表は月と標準電燈の明るさの比較であるが、觀測から求めた生の儘である。

第 2 表 月と標準電燈 (無修正)

乾板の番號	露出時刻	露出時間	log E
P3(MT4)	(III 21 ^h 42 ^m	30 ^s	-1.55 ⁽¹⁾
	L	5	-1.00
P7(MT10)	(IV 15 23 42	60	-0.08 ⁽²⁾
	23 44 _s	30	-0.98 ⁽³⁾
	L	5	0.00

$$\begin{pmatrix} (1) \\ P=53.3; \\ Z=58.7\% \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} (2) \\ P=10.0; \\ Z=51.3\% \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} (3) \\ P=10.0; \\ Z=51.2\% \end{pmatrix}$$

大氣に依る減光 G. Müller¹⁾ が Potsdam での實測に依れば天頂距離に伴ふ實視光度の變化は Bouguer's formula に於て透過係數 $p=0.835$ とした場合と良く一致すると云ふ。我々の測定した月の log E は寫眞的觀測に基づくものであるから $p=0.725$ に相當する大氣の減光を蒙るものと假定し Müller の表を換算して第 3 表の値を得た。

第 3 表 大氣減光の補正

日 付	Z	$\Delta(\log E)_Z$	
		$p=0.835$	$p=0.725$
II 23 4.5	61.9	0.103	0.126

月の位相に依る補正 位相角に對する月の實視光度の變化は 1916 年既に H. N. Russell²⁾ が求めてゐるから、此數値をグラフに書いて満月(天頂, 大氣外)を標準とした時の各位相角に依る減光を求めると第 4 表第 3 欄の如くなる。但し寫眞光度の場合も實視光度と同じ變化をするものと見做す。

第 4 表 満月への補正

日 付	P	$\Delta(\log E)_P$	満月 (天頂, 大氣外) $p=0.725$
II 23 4.5	96.8	+ 1.10	+ 1.22
23 5.0	97.0	+ 1.10	+ 1.21
III 21 1.7	53.3	+ 0.56	+ 0.66
IV 15 23.7	10.0	+ 0.08	+ 0.14
IV 15 23.7	10.0	+ 0.08	+ 0.14

第 4 表第 4 欄は大氣の減光及び位相角の兩者を考慮した場合の補正值、換言すれば各觀測時刻の月の明るさを天頂大氣外の満月の明るさに導く爲の補正值である。

満月(天頂, 大氣外)と標準電燈の比較 第 2 表, 第 4 表から標準電燈を單位として第 5 表の値を得る。

第 5 表 満月 (天頂, 大氣外) の明るさ

乾板の番號	日付	log E	補正した log E
P2(MT 1)	II 23	-1.96*	-0.75**
P3(MT 4)	III 21	-1.55	-0.89
P7(MT10)	IV 15	-1.08	-0.94
	IV 15	-0.98	-0.83

} 平均 -0.87

* compur-shutter の補正 -0.539 を加ふ

** compur-shutter の補正に依る誤差の爲重みを 1/2 とする。

以上の補正を考慮に入れて第 1 表を共通の單位で書換へると第 6 表の如き結果となる。表中 log E

1) Handbuch der Astrophysik II, 1/2, S. 257

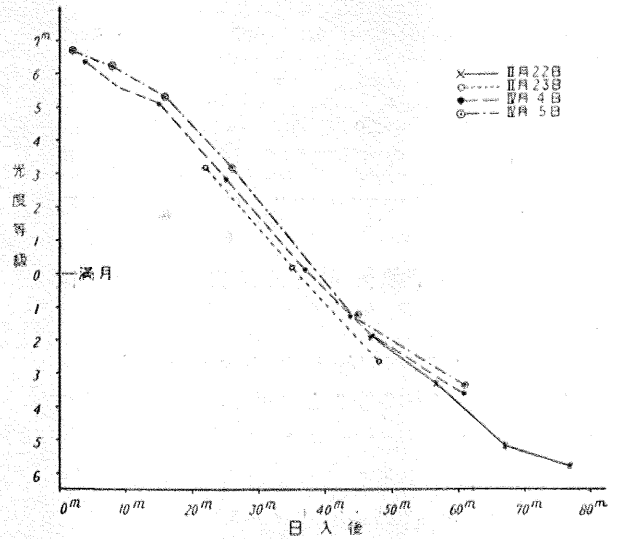
2) Handbuch der Astrophysik IV, S. 399; H. N. Russell: Ap. J., 43, 111 (1916).

の第1欄は標準電燈を、第2欄は満月（天頂，大氣外）を單位としたものであり、 $m-m(\text{は水平面に対する薄明の照度と満月の直射照度を比較して其差を星等級の scale で示したものである。}$

第6表 薄明の明るさ

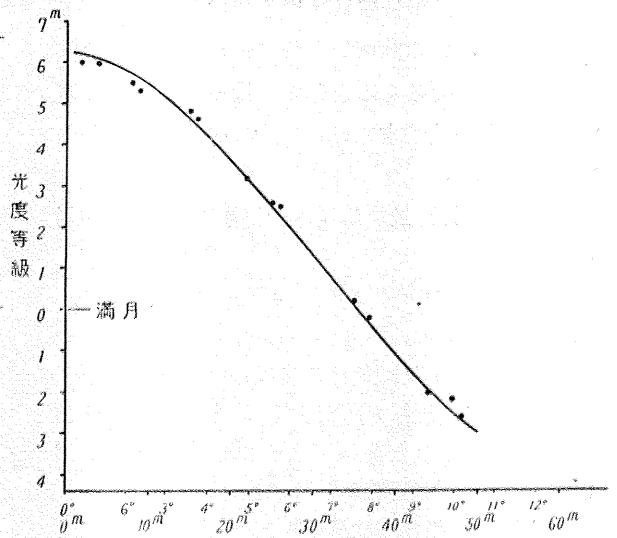
付日	日入後	log F		$m-m(\text{$
		電燈	満月	
II 22 日入:17 ^h 29 ^m 西北の半 天雲に覆 はる	47 ^m	-1.51	-0.76	+1.87
	57	-2.10	-1.35	+3.38
	67	-2.82	-2.08	+5.19
	77	-3.07	-2.32	+5.80
	(-0.75	-1.22	0.00
II 23 日入:17 ^h 30 ^m	22	+0.40	+1.26	-3.16
	35	-0.79	+0.08	-0.20
	48	-1.92	-1.05	+2.62
	(-0.75	+0.12	-0.29
IV 4 日入:18 ^h 4 ^m 月齡 3.5 の月あり	4	+1.67	+2.53	-6.34
	9	+1.37	2.23	-5.58
	15	+1.18	2.04	-5.11
	25	+0.28	1.15	-2.86
	37	-0.82	0.05	-0.13
	47	-1.61	-0.74	+1.85
IV 5 日入:18 ^h 5 ^m 月齡 4.5 の月あり	61	-2.31	-1.44	+3.60
	2	+1.81	+2.68	-6.70
	8	+1.62	+2.49	-6.22
	16	+1.26	+2.13	-5.32
	26	+0.41	+1.28	-3.20
44	-1.38	-0.51	+1.30	
61	-2.20	-1.34	+3.34	

第1圖



満月は大氣外天頂に於ける明るさ

第2圖



日入後時間及び太陽俯角, 満月は大氣外天頂に於ける明るさ

3. 薄明の明るさ 第1圖は第6表を圖示したものであるが、一見して明かなる如く薄明の光度曲線は日が異なるにつれて殆ど平行にずれてゐる。此觀測の行はれたII月中旬からIV月中旬にかけて不幸にして満足すべき條件を具へた晴天が殆ど無くII月23日を除いては、II月22日曇天、IV月4日、5日兩日は晴天なるも夫々月齡 3.5, 4.5の月が尙空に在る間に觀測を行つた等の事情の爲、斯く日に依る相異が現はれたと考へられる。此等

の材料を一括めにして日没後 t_0 分經過した時刻と薄明の明るさ ($m-m(\text{等級})$ の關係式を導く爲にIV月4日の $m-m(\text{に} +0.3$ 等級, IV月5日には $+0.7$ 等級を加へたものとII月23日の値を組合せて次の關係を得た。但しIV月4日、5日に於ける月の明るさは満月の其の $1/100$ 程度であるから日入後 50 分位迄ならば月の影響を無視しても差障はない。

t_0	2	4	8	9	15	16
$m-m(\epsilon)$	-6.0	-6.0	-5.5	-5.3	-4.8	-4.6
t_0	22	25	26	35	37	
$m-m(\epsilon)$	-3.2	-2.6	-2.5	-0.2	+0.2	
t_0	44	47	48	61	61	
$m-m(\epsilon)$	+2.2	2.2	2.6	(3.9)	(3.9)	

此の結果より日後 50 分位の間は $m-m(\epsilon)$ は近似的に

$$m-m(\epsilon) = a + b(t_0 - 30) + c(t_0 - 30)^2$$

なる式で表はされるものと見做し、最小自乗法で係数を求めると

$$m-m(\epsilon) = -1.27 + 0.242(t_0 - 30) - 0.00085(t_0 - 30)^2$$

を得る。第2圖の曲線は此式を表はし黒點は前表の値である。此の曲線から日に依つて 0.5 等級位の偏差が起り得るものとして、同一の明るさに達する時刻を上式で求めれば、約 2 分程度の誤差内で決定出来る。

II 月 23 日に於ける t_0 と太陽の altitude (h) との関係は

t_0	10 ^m	20 ^m	30 ^m	40 ^m	50 ^m	(60 ^m)
h	-2.7°	-4.7°	-6.7°	-8.7°	-10.7°	(-12.8°)

従つて某月某日に於ける日入後 t 分後の $m-m(\epsilon)$ を求めるには先ず t に對する h を計算し、此 h に相當する t_0 を上表から求めれば前記の式を用ひて $m-m(\epsilon)$ が得られる譯である。

尙上述の取扱ひ方は嚴密に云へば妥當ではなく第6表の $\log E$ 乃至 $m-m(\epsilon)$ を直ちに h の函數として處理すべきであるが、測定精度が餘りよくないのと大要を掴まんとする測定目的とを考慮し、手数を省き嚴密さを犠牲として簡便法を採つた次第である。又此 $m-m(\epsilon)$ は實視等級ではなくて寫眞等級である事は勿論である。

次に第2圖の薄明曲線を絶對單位 lux で現はす問題であるが、薄明の色指數を月の色指數 (H. N. Russell; +1.18) と同じと假定すれば、満月 (天頂、大氣外) の實視的明るさは H. N. Russell に依る

と 0.32 lux であるから $\frac{m-m(\epsilon)}{2.5} = \log \frac{0.32}{L}$ から明るさ L が計算される。

t_0	0 ^m	10 ^m	20 ^m	30 ^m	40 ^m	50 ^m
$m-m(\epsilon)$	-6.26	-5.44	-3.61	-1.27	+1.07	+2.90
L	1.0	48	8.8	1.0	0.12	0.022

尙太陽の明るさは天頂大氣外に於て 150000 Lux であるから、此と上表の L の比をとれば薄明は太陽の明るさの何分の一であるかを知ることが出来る。

4. 要約 以上の我々の結果に依れば II 月頃の晴天の日に於ける薄明の明るさは日入後 50 分位の範圍ならば星の寫眞等級で大體次の如く表はされる。

$$m = -12.64 + 0.242(t_0 - 30) - 0.00085(t_0 - 30)^2$$

實視等級に於ては、薄明(全天空)の色指數は太陽 (H. N. Russell; +0.79), 月 (H. N. Russell; +1.18) と同程度と思はれるから上式の m よりも一等級位明るいであらう。

現在本邦曆に日暮、夜明の時刻として記載されてゐるものは昔の暮六つ、明六つに相當する太陽俯角 7° 21' 40" の時刻を採つてゐるが、我々の結果に依れば此時の明るさは、晴天の場合には、満月が天頂にあるとした時の月の明るさと同程度乃至幾分明るい。天文學的薄明 (Astronomical Twilight) は太陽俯角 18° に當る時刻であつて、此頃になれば肉眼で天頂にある六等星が認められる。従つて天文學的には此方が重要であるが、我々の目的は寧ろ日入直後の變化を求めるにあつたので此に就いては調べてゐない。

尙此調査は關口臺長の御指示に依つて爲されたもので、觀測方法其他に關して負ふ所が多い。茲に厚く感謝申上げる。

(昭和 13 年 IV 月)

綜 合 報 告

太陽紅焰の運動に就いて (III)

野 附 誠 夫

16. Pike の研究⁽⁹⁹⁾ Pike は Sur の研究と殆んど同様な立脚點に立つて、太陽面のある小區域が他の部分より温度の異なつた場合にその上方の Ca⁺ 原子に及ぼす影響を數量的に計算したのみでなく、更に輻射壓で平衡状態にある原子は、その吸収線の形が V 字形とすれば、上方偏位に對して不安定であるといふ Milne の理論をも考慮したものである。その理論的考察の概要を次の小節に分けて述べることにする。

(i) 太陽面のある一部によつて生ずる輻射壓。太陽面を假りに無限大の平面とし、それから高さ h で平衡にある原子に就いて考へ、その原子は ν , $\nu+d\nu$ の間の振動の光をのみ吸収するものとし、そのときの吸収係数を k_ν とすれば、單位立體角 $d\omega = \sin\theta d\theta d\phi$ に包含される勢力密度は $I(\nu, \theta, \phi) d\nu d\omega$ で表はされる。原子平衡状態では、その垂直分力 $k_\nu d\nu \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I(\nu, \theta, \phi) \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi$ はその重力 mg_\odot に等しいわけである。こゝで表面が均一温度のときは $I(\nu, \theta, \phi)$ は θ, ϕ に無關係となり、これから Milne の行つたやうに excited state の平均壽命をも計算が出来る。この場合には垂直力のみでなく、平面の半分から別々に働く水平分力が考へられ、 $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$ で圍まれた半無限大の面による $\phi = 0$ に沿ふ力は $\frac{1}{2}\pi k_\nu I_\nu d\nu = \frac{1}{2}mg_\odot$ となる。

この式は均一温度の場合であるが、次に我々の問題にしてゐるのは殘餘の部分と温度の異なるある特定區域の影響であるので、今標準状態として $\sigma_0 = k_\nu I_\nu d\nu$ と置けば θ の方向のある點では $\sigma = \sigma_0 \cos\theta$ と考へられ、太陽面の law of darkening を入れれば

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 \cos\theta (1 - \alpha_\nu + \alpha_\nu \cos\theta) \\ &\equiv \sigma_0 (\beta \cos\theta + \alpha \cos^2\theta) \dots\dots\dots(1) \end{aligned}$$

となる。こゝで一番簡単な場合は半径 a の圓形の

面の軸の上に原子がある場合で、その垂直分力は

$$\begin{aligned} \pi\sigma_0 \left\{ \beta \left(1 - \frac{h^2}{h^2 + a^2}\right) \right. \\ \left. + \frac{2}{3} \alpha \left(1 - \frac{h^3}{(h^2 + a^2)^{3/2}}\right) \right\} \dots\dots\dots(2) \end{aligned}$$

となり、 $\beta = 1, \alpha = 0$ (no darkening) のときは Sur の結果と同一となる。また $a = \infty$ のときは

$$\pi\sigma_0 \left(\beta + \frac{2}{3}\alpha\right) = \pi\sigma_0 \left(1 - \frac{1}{3}\alpha\right) \text{ となり、(1) の}$$

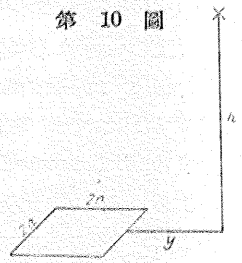
式は簡単に

$$mg_\odot = \pi\sigma_0 \left(1 - \frac{1}{3}\alpha\right) \dots\dots\dots(2')$$

となる。同様にして水平分力は次の如くなる。

$$\begin{aligned} \sigma_0 \left\{ \beta \left(\tan^{-1} \frac{a}{h} - \frac{ah}{h^2 + a^2}\right) \right. \\ \left. + \frac{2}{3} \frac{a^3}{(h^2 + a^2)^{3/2}} \right\} \dots\dots\dots(3) \end{aligned}$$

Pike は問題の部分の形が filament 及び正方形について計算を行つてゐる。例へば太陽面内の一つの正方形を考へ、その一邊の長さを $2a$ とし、ある一邊の中點からこの平面内に於ける垂線を引き、距離 y に於てこの面に垂線を立て、高さ h に一つの原子を考へる時次の形で垂直分力を表はすことが出来る (第 10 圖)。



$$V = \sigma_0 \beta I_\beta + \sigma_0 \alpha I_\alpha \dots\dots\dots(4)$$

I_α 及び I_β は y, h 及び a の函數で表はされ、計算されてゐる。

同様に水平分力は

$$H = \sigma_0 \beta J_\beta + \sigma_0 \alpha J_\alpha \dots\dots\dots(5)$$

⁽⁹⁹⁾ M. N. 88, 3 (1927)

となる。こゝで J_a 及び J_β は y, h 及び a の函数である。 V と H の値は種々の場合に就いて與へてゐる。

問題はある特定區域の溫度が周圍より異なる場合であるので、今 ν といふ振動數の輻射だけを考へれば

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_0} = \frac{e^{h\nu/kT_0} - 1}{e^{h\nu/kT} - 1} \dots\dots\dots(6)$$

で表はされる。但し σ_0, T_0 は通常の太陽光球に關するもの、 σ_1, T_1 は問題の部分に關するものとする。今假りに溫度 T_0 で平衡状態にあるものが T_1 に變つたために起る力は次の如くなる。

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= (\sigma_0 - \sigma_1) (\beta I_\beta + \alpha I_a) \equiv x V_0 \\ H_1 &= (\sigma_0 - \sigma_1) (\beta J_\beta + \alpha J_a) \equiv x H_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots(7)$$

種々の波長、溫度に對して x の値が與へられてゐる。その著しい結果としては元素に相當する波長に關係してゐるが、黒點の溫度 (4500°K) では 0.71 から 1.00 の間に種々の元素に對する値が見られる。また白斑の溫度 (7500°K) では波長が短くなればなる程 x の値は急激に増大してゐることである。

これからある定つた領域 (正方形とす) の溫度が異なつた場合の種々の距離に於ける C_n^+ 原子の力は (2) と (7) から

$$\left. \begin{aligned} \frac{V_1}{mg_\odot} &= \frac{x(2I_\beta + 3I_a)}{4h} \\ \frac{H_1}{mg_\odot} &= \frac{x(2J_\beta + 3J_a)}{4h} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(8)$$

となる。こゝで darkening coeff. $\alpha = \frac{3}{2}$ ととつてゐる。以上の結果から黒點を正方形として考へその一邊を 10^4 km とすればその高さ 15,000 km, 水平距離 20,000 km では垂直加速度は 230 cm/sec^2 , 水平加速度は 350 cm/sec^2 となり方向は黒點に向ふことになる。この原子が静止から水平及び垂直速度が各 1 km/sec になるに要する時間は各約 7 min と 5 min である。この各の時間に對して原子は 220 km 下降したり 140 km 黒點に近づくわけである。これは C_n^+ 原子に就いてであるが、黒點の場合には他の元素の原子の場合でも 20% の誤差が許容されるならば同一と考へられる。然し白斑の場合即ち噴出狀紅焰の運動に就いては全然趣が異なつてゐる。即ち同一面積の白斑 (溫度 7500°K とす)

では加速度の大きさは 2 倍半も大きい。そればかりでなく、波長の短い吸収線をもつ原子ほど受ける力は大きい。そこで同一速度をもつ異なつた元素は終にないわけとなる。従つて瓦斯の分離が行はれる。之れは噴出狀紅焰の運動に於ける觀測事實と相反する。

次に V_1, H_1 の値の種々の場合を考へてゐる。例へば一邊 50,000 km の長さの正方形の黒點では $y = 250,000 \text{ km}$, $h = 220,000 \text{ km}$ の場所の原子に與へる加速度は垂直に 860 cm/sec^2 , 水平に 870 cm/sec^2 となるが、 $y = 250,000 \text{ km}$ (同前), $h = 5,000 \text{ km}$ の高さだけ減少した彩層に對しては、垂直及び水平加速度は夫々 $20 \text{ cm/sec}^2 \sim 30 \text{ cm/sec}^2$ となり、反對に小さくなつてゐるのは面白い事柄である。

(ii) 太陽面全體のドップラー効果。Pike は Milne と同様、吸収線の形を V 字型と假定してゐる。今上方に u , 水平に $\phi = 0$ に沿ふて v の速度で動く時は、 $\frac{\pi}{2}$ と $-\frac{\pi}{2}$ との間のある定つた ϕ の値に對して原子の吸収する振動 ν はその固有振動 ν_0 に對して次の如く表はされる。

$$\nu - \nu_0 = \frac{\nu_0}{c} (v \cos \phi \sin \theta - u \cos \theta) \dots\dots(9)$$

吸収線の強度分布はその形から ν_0 に相當する強度を I' とすればその左右では夫々 $I_\nu = -b(\nu - \nu_0) + I'$, 或は $I_\nu = b(\nu - \nu_0) + I'$ として表はされる。これは原子の前方の場所、即ち $\frac{\pi}{2}$ から $-\frac{\pi}{2}$ にあてはまることで、その後方 $\phi = \frac{\pi}{2}$ から $\frac{3\pi}{2}$ までは吸収が起るので正味の力をその運動方向に就いて計算すれば次の如く表はされる。

$$\text{水平方向 } H = \frac{2b\nu_0 k_\nu d\nu}{c} \left[\frac{1}{3} \beta \sin^{-1} \frac{u}{w} + \frac{\alpha\pi}{16} \frac{u}{w} \right] \cdot v \dots\dots\dots(10)$$

$$\text{垂直方向 } V = \frac{2b\nu_0 k_\nu d\nu}{c} \left[\frac{2}{3} \beta (v + u \sin^{-1} \frac{u}{w}) + \frac{\alpha\pi}{8} (w + \frac{u^2}{w}) \right] + 2\pi I' k_\nu d\nu \left(\frac{1}{2} \beta + \frac{1}{3} \alpha \right) \dots\dots\dots(11)$$

但し $w^2 = u^2 + v^2$ である。他の係数は前と同一の意味のものである。

こゝで重力と平衡する項は I' の項であるので、

他は垂直加速度として表はされるわけである。そこで

若し $v=0$ のときは

$$V - mg_0 = \frac{bv_0 k_e d\nu}{c} \frac{\pi}{2} \left(\frac{4}{3}\beta + \alpha \right) u$$

” $u=0$ のときは

$$V - mg_0 = \frac{bv_0 k_e d\nu}{c} \left(\frac{2}{3}\beta + \frac{\alpha\pi}{8} \right) v$$

となる。こゝで面白いことは初めに垂直運動がなくても垂直加速度が発生することである。実際の値を Ca^+ 原子に対する Schwarzschild⁽¹⁰⁰⁾ の測定値 (H と K 線) $\Delta\nu = 10 \text{ \AA. U.}$ 及び $r = I'/I = 0.11$ を用ひ、 $\alpha = \frac{3}{5}$ 、 $\beta = \frac{2}{5}$ とし、 u 及び v を km/sec で表はし、加速度を太陽重力の分數で示せば

- 水平加速度 = $0.0016v$, 但し $u=v$ のとき
- 垂直加速度 = $0.024u$, ” $v=0$ ”
- = $0.0043v$, ” $u=0$ ”
- = $0.0068v$, ” $u=v$ ”

となる。これから速度が小さい時は加速度も小さいことを知る。従つて秒速數軒位ではあまり問題にならないが、 50km/sec 位になると、分力の大きさは重力の $\frac{1}{10}$ から $\frac{1}{4}$ 位になる。そこで結局局限高速で太陽から飛び出すことになる。⁽¹⁰¹⁾

(iii) ある限定された場所のドップラー効果。こゝでは吸収線の形は V 字形で、原子の速度はその吸収をその線の中に保つほど小さいものと考へる。即ち H や K 線では 100km/sec 、また 1 \AA. U. の線では 50km/sec 以内とす。この場合の有効表面強度は

$$\begin{aligned} \sigma &= k_e I_e d\nu (\beta \cos\theta + \alpha \cos^2\theta) \\ &= \sigma_0 (\beta \cos\theta + \alpha \cos^2\theta + \sigma_2 [v \cos\phi \\ &\quad (\beta \cos\theta \sin\theta + \alpha \cos^2\theta \sin\theta) \\ &\quad + u (\beta \cos^2\theta + \alpha \cos^3\theta)]) \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

で表はされる。但し $\sigma_2 = \frac{br_0}{c} k_e d\nu$ とする。

前と同様に一邊 $2a$ の正方形を考へ、その一邊の中點から水平距離 y 、垂直距離 h にある原子に就いて考へる。垂直及び水平加速度は計算の結果次の如く表はされる。但し $I'_\alpha, I'_\beta \dots J'_\alpha, J'_\beta$ 等は前と同様原子の位置及び問題の正方形領域の邊の長さで計算される量である。

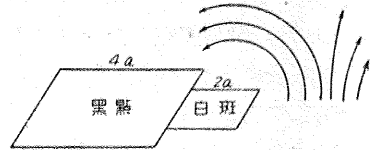
$$V = -\sigma_2 v (\beta I'_\beta + \alpha I'_\alpha) - \sigma_2 u (\beta I''_\beta + \alpha I''_\alpha) + \sigma_0 (\beta I_\beta + \alpha I_\alpha) \dots\dots\dots (13)$$

$$H = -\sigma_2 v (\beta J'_\beta + \alpha J'_\alpha) - \sigma_2 v (\beta J''_\beta + \alpha J''_\alpha) + \sigma_0 (\beta J_\beta + \alpha J_\alpha) \dots\dots\dots (14)$$

垂直分力、水平分力は上記の式で種々な場合に就いて計算されてゐる。

其の結果は Pettit 等の観測に對して相當の意義を持つことを擧げてゐる。即ち普通の観測から求められる紅焰上昇運動は原子が白斑の一邊上にあるとしてその邊が $2a = 2.0 \times 10^{14} \sim 3.0 \times 10^{16} \text{ km}$ 程度で可能であることになる。Lateral motion に就いては黒點と白斑とが各々 $4a$ 及び $2a$ の邊を有する隣れる正方形とし、それから種々の高さや距離に對して計算してゐる(第 11 圖)。主な結果

第 11 圖



を擧げれば高さが小さい間は白斑の影響が大きく原子は上方に動くが、一層高い所では消失し反對になる。黒點に接しない白斑の一邊上では原子は $h > 3a$ では外側に動くが、それ以上では内側となり黒點に向ふ。この場合垂直加速度は $h > 6a$ まで存在する。水平距離が大きくなれば limit は更に大きくなる。かくして Pettit や Hale の観測の lateral motion を説明してゐる。

Pik は更に紅焰瓦斯の分離に關し、白斑や黒點上の Ca^+ と Sr^+ の原子に就いて⁽¹⁰²⁾ 計算を行つてゐる。黒點に引かれる場合は初め静止状態にある一つは Ca^+ 原子他は Sr^+ 原子に就いて同一の initial acceleration で動いたとしても、 Sr^+ は比較的小さい速度を得るにすぎなく、局限速度では Ca^+ の方が遙かに大きい。白斑の場合では、初め同一の速度で出發したとしても、前の場合は反對に Sr^+ は Ca^+ より大きい加速度を受ける

(100) Berlin Sitzber. 1198 (1914)
 (101) Milne, M. N. 86, 459, 578 (1926)
 Hagihara, Proc. of Imp. Acad. XII, No. 5, 122 (1936)
 McCrea, Obs. 60, 277 (1937)
 (102) M. N. 88, 635 (1927)

ので、二種の瓦斯は早く分離してしまふ。

Pike の研究は大體以上の如くである。その取扱ひ方が如何にも精緻で立派なものであるが、第一の白斑による噴出紅焰の運動の解釋では、Sur の場合と同様の難點に會ふ。第二、第三の太陽全面のドップラーの効果及びある一部のドップラーの効果などは増加する速度の現象を解釋する多少の可能性はあるが、紅焰瓦斯が種々の原子で分離しなければならぬので觀測との隔りがある。ドップラーの効果を計算するために、その原子の吸収線の形を精細に研究することが今後の問題である。その優れた研究も現在では紅焰の運動を説明するには不十分である。

17. **Perepelkin の研究**⁽¹⁰³⁾ Pike の研究に有利な觀測もないではない。Perepelkin の研究の如きはそれである。Perepelkin は Ca^+ の H, K, Hydrogen の H_α から測定した 448 個の視線速度で CaII の原子の方が水素原子よりも速度が大きいことを示してゐる。この差異の方向は Pike の理論と一致すると考へられる。然しスペクトル線の contour が判然としないので、如何なる程度で差異が生ずるか不明で、判然たる證左にはならない。Perepelkin はその外に種々の元素のスペクトル線の視線速度や相対的光度の測定を行つた結果、輻射壓は紅焰出現の大きな factor ではあるが、そればかりでは不十分であることを指摘してゐる。

18. **Royds の研究**⁽¹⁰⁴⁾ Royds は K と H_α の線で撮影した紅焰の寫眞では兩者は本質的に同形で、然も高さも同一であることを發見した。そして今迄考へられてゐる輻射壓が紅焰發生及びその維持の唯一の力であるとの見方に反對してゐる。その理由として、 CaII 原子の方が中性水素原子よりよけい輻射壓に作用されるものとしてゐる。Royds は前に述べた如く、異なつた紅焰や同一紅焰の種々の場所で、K と H_α の相対的光度測定を行ひ、そこで見出される相異はドップラー効果のために起る CaII 原子及び H_α 原子の性状によるものかどうかについて決定的結論を保留してゐるほどである。

19. **McCrea の Turbulence に関する研究**⁽¹⁰⁵⁾ McCrea は水素原子の密度分布及びそれが支持さ

れてゐる方法は Ca^+ の場合と著しく異なることを擧げ、輻射壓の理論に對抗するに至つた。McCrea の言葉を用ふるならば “Every possibility involving radiation pressure which could be thought of was tried, but without success” として、Milne の撰擇輻射の理論を反駁した。氏の考へに従へば、元素はその分子運動の外に、一般的どの分子にも共通な擾亂 (turbulence) があるものとして、原子の電離の進んだ場合と進まない場合とに就き、密度分布の法則を求めてゐる。この場合の擾亂は, Rosseland⁽¹⁰⁶⁾ の考へに立脚し、その大きさは Unsöld⁽¹⁰⁷⁾ の Ca^+ のスペクトル線の測定に於ける値 (平均速度 15km/sec) を用ひて、その場合の見掛けの溫度を $T_j = T + \frac{1}{2} m_j c^2$ (T = 瓦斯の溫度, c^2 = 擾亂の平均自乗速度, j は分子の種類) で表はされることを述べ、次いで見掛けの密度分布は瓦斯の溫度 T によるのではなく、 T_j によるものであることを擧げてゐる。 c は Unsöld の結果から 18.4km/sec である。水素彩層の中性原子の pressure gradient は電離の程度の大小によつて $\exp\left(-1949\frac{y}{a}\right)$ 及び $\exp\left(-1237\frac{y}{a}\right)$ (y は高さ, a は太陽半径) で表はされる。大部分が中性原子より成立つ場合は, Pannekoek や Minnaert⁽¹⁰⁸⁾ の觀測から求められる $\exp\left(-1127\frac{y}{a}\right)$ とほぼ一致することが知られる。 Ca^+ 彩層に就いてはその主なものは一度電離した原子であると考へられるが、水素の電離による電子もまた相當の影響をもつので判然しないが、その程度として $\exp\left(-1674\frac{y}{a}\right)$ と出してゐる。電離に関する取扱ひにある難點を離れてみれば、種々の元素で水素とほぼ同様な密度分布が考へられるといふのである。それは彩層に關するものであるが、紅焰に就いてもこれと全く同一の機構が考へられるとするのが McCrea の考へである。即ち紅焰はその起原を擾亂にもち、その物質の供給にもまた擾亂運動をも

(103) Z. S. Ap. 1, 326 (1930), 3, 338 (1931)

(104) Kodaikanal Bull. 95 (1932)

(105) M. N. 89, 483, 718 (1929)

(106) M. N. 89, 49 (1929)

(107) Ap. J. 69, 207 (1929)

(108) Verh. d. Kon. Akad. Amsterdam XIII, No. 5 (1928)

つてせんとするのである。Rosseland⁽¹⁰⁹⁾に従へば、太陽や星での相対的の質量運動はやがて擾亂運動に轉化しなければならない。この考へに従つて一例として 20 km/sec の速度で上昇する紅焰は非常に高くあがつた場合には 20km/sec の平均速度の擾亂運動の状態となり、それに相當する温度はその壓力を支配して、その結果膨脹を起すと考へてゐる。これは編者の研究結果の解釋に有利なものである。

然しこの擾亂の永續性が如何にして可能であるか、即ち普通の常識から考へられるようにその熱運動へなぞ degenerate しないか、位置勢力等への轉化が如何にして防がれるか等が問題となるやうに思はれる。St. John⁽¹¹⁰⁾の彩層に於けるスペクトル線の赤偏移が高さと共に大きくなつてゐることが擾亂が高いほど高速度で行はれてゐることを示すものとすれば、非常に面白い現象と考へられる。McCrea の考へは更に理論的検討を要する點が多いやうに思はれる。

この擾亂の考へは更に Menzel⁽¹¹¹⁾によつて確められ、Milne の理論は一般的に不成立なることを指摘するに及んで、McCrea の研究は相當重要視されて來た。

20. Chandrasekhar の研究⁽¹¹²⁾ McCrea, Menzel の理論の反對論者の一人に Chandrasekhar がある。以上諸氏の理論は不完全であるとし新しい輻射論を述べてゐる。然もこれは Milne の理論の一つの變形と見らるべきものである。問題の取扱ひ方は相當複雑で、外觀は立派に見えるが、内容はそれほどでもないやうである。考への出發點は輻射の emergent flux に週期的變化を與へ、その平均値に於てのみ平衡が行はれるものとする。この考への根據は次の如くである。普通彩層のスペクトル線の輻射の energy flux が太陽面の種々の場所で變つてゐることや、またある線では residual intensity で specify される平均値附近に振動してゐると考へられることを擧げてゐる。先づ輻射面によつて發輝される flux をその面内の X, Y (Z はこの面に直角とす)の方向にある特別な波長 λ_x, λ_y の週期的振動をしてゐるものと考へ、その輻射の強さ $I(xy)$ をある constant term I_0 と periodic term $I_1(xy)$ によつて表はされるものと

假定する。更に局部的に isotropic なものとして平衡は I_0 に相當する flux のときのみ起るものと考へる。こゝで問題は field force の $I_1(xy)$ から來るものである。その力學方程式の解は一般に週期的なものや、非週期的なものがあるわけであるが、彩層の場合には、その永續性から見て、原子は週期軌道 (periodic trajectory) を描くものでなければならないとするのである。この場合の問題は水力學の問題となつて stationary state に就いて考へられる。問題を簡單にするために、Chandrasekhar は初め一次元の振動に就いて考へ、後に二次元の問題としてゐる。以上は彩層に就いてであるが、その特別な場合の非週期解の場合に紅焰のある種の形が考へられると言ふのである。

McCrea⁽¹¹³⁾はこの研究に對してその不合理を指摘し、更に Chandrasekhar の trajectory の考へからも、McCrea の温度からも、密度分布に關しては同一の結果が與へられることを述べてゐる。然も應用さるべき範圍は Ca^+ 原子の場合にのみ可能であるべきことを指摘してゐる。

この種の問題の考へ方は多くの次元にも擴張され得る可能性があるが、たゞ問題を面倒にするだけのやうに思はれる。その上週期的振動の伴つた平衡が果して成立するかが問題である。成立するとしても、既に Milne の研究に於て述べた如く、その限界などを吟味する必要があると思はれる。McCrea, Menzel の理論と Milne, Sur, Pike, Chandrasekhar の理論とには幾多困難に思はれる點があるが、觀測によく合ふ點では McCrea 等の到達した結果に分があるやうに思はれる。

21. McCrea の瓦斯運動の研究⁽¹¹⁴⁾ 以上で輻射平衡論及びその延長と考へられる Milne, Sur, Pike, Chandrasekhar の理論と、之れに對する擾亂運動による McCrea の考察を述べたが、最近 McCrea の太陽紅焰に於ける種々の元素が分離しないで、殆んど同一の共同速度で動いてゐること

(109) M. N. 89, 49 (1929)

(110) Proc. Nat. Acad. Sci. 12, 151 (1926)

(111) Lick Obs. Pub. 17 (1931), M. N. 91, 628 (1931)

(112) M. N. 94, 146, 726 (1934)

(113) M. N. 95, 80 (1935)

(114) M. N. 95, 6 (1935)

に關する研究がある、McCrea の考察は紅焰、ウォルフ・ライエ星や、新星に於ける瓦斯運動に及んでゐるが、その基本的な考へ方は一つの瓦斯が他の一つの瓦斯を通つて運動する簡単な場合に限られてゐる。即ち二つの瓦斯が初めに同一の場所を占め、均一の溫度及び濃度にとり、次いで互に相對速度で動く場合一つの瓦斯が他から受ける力を計算してゐるのである。種々の量を次の記號で表はしてゐる。

- $m_1, m_2 =$ 瓦斯 1, 2 の分子の質量
- $\sigma_1, \sigma_2 =$ 分子 1, 2 の半徑 (但し分子は elastic sphere とす)
- $\nu_1, \nu_2 =$ 單位體積中の分子の數
- $D_{12} =$ 擴散係數
- $u_1, u_2 =$ ある方向の瓦斯 1, 2 の質量速度
- $U = u_1 - u_2 =$ ある方向の相對速度
- $P_1, P_2 =$ 相對速度を維持するために必要なある方向に於ける型 1, 2 の分子に働らく外力
- $T =$ 溫度
- $k =$ 瓦斯常數

今次の種々の場合を考へる。

(i) U が thermal velocities と比較して小さい場合、この場合は Chapman⁽¹⁵⁾ の擴散の一般理論を應用することが出來て、若し溫度や壓力や濃度が均一であれば

$$U = \frac{D_{12}}{kT} \frac{\nu_1 + \nu_2}{\nu_1 m_1 + \nu_2 m_2} (m_2 P_1 - m_1 P_2) \dots (1)$$

となり、その上、運動が steady の場合には單位體積に對する合力は 0 となるので

$$\nu_1 P_1 + \nu_2 P_2 = 0 \dots (2)$$

次に單位體積に就いて瓦斯の間の作用を F とすれば、

$$F = \nu_1 P_1 = -\nu_2 P_2 \dots (3)$$

であつて、瓦斯 1 によつて瓦斯 2 の受ける力となる。従つて

$$m_2 P_1 - m_1 P_2 = \frac{m_1 \nu_1 + m_2 \nu_2}{\nu_1 \nu_2} F$$

と表はされる。次に (1) から

$$F = \frac{\nu_1 \nu_2}{\nu_1 + \nu_2} \frac{kT}{D_{12}} U \dots (4)$$

が得られる。こゝで Chapman の第一次近似値をとれば次の如く表はされる。

$$F = \frac{2\pi}{3} \nu_1 \nu_2 \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} K'_{12}(0) U \dots (5)$$

但し $K'_{12}(0)$ は分子間の力の法則によるものである。若し分子が elastic sphere であれば

$$K_{12}(0) = 4 (\sigma_1 + \sigma_2)^2 \times \left\{ \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \frac{2kT}{\pi} \right\}^{1/2} \dots (6)$$

となるので、結局

$$F = \frac{8}{3} \nu_1 \nu_2 (\sigma_1 + \sigma_2)^2 \times \left\{ 2\pi kT \frac{m_1 m_2}{m_1 m_2} \right\}^{1/2} U \dots (7)$$

或は $= \nu_1 \nu_2 m_1 m_2 \alpha U \dots (8)$ とも置くことが出来る。

(ii) U が thermal velocities より大きい場合、Thermal velocities より U が大きい時は前者は neglect され得るものとして、力の計算には損失はないものと考へる。この場合には分子 1 が分子 2 に對して均一速度 U で動いてゐるものとする。今分子と分子との中心の方向は U の方向とある角 θ で傾いてゐるとし、その一對の分子の間の衝突を考へる。この場合分子 2 によつて經驗される U 方向に於ける運動量の増加は $2 \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} U \cos^2 \theta$ となり、 θ と $\theta + d\theta$ の間で單位時間に於ける衝突の數は $2\pi \nu_1 \nu_2 (\sigma_1 + \sigma_2)^2 U \sin \theta \cos \theta d\theta$ で與へられるので、單位時間、單位體積で瓦斯 2 に與へられる運動量、即ち瓦斯 1 によつてそれが受ける力 F' は運動量の増加と衝突の數の積を $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$ に積分して

$$F = \pi \nu_1 \nu_2 (\sigma_1 + \sigma_2)^2 \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} U^2 \dots (9)$$

或は

$$= \nu_1 \nu_2 m_1 m_2 \beta U^2 \dots (10)$$

と表はすことにする。前の (8) と (10) の式で U に關する差異は一つの衝突で運ばれる平面前面運動量は U に比例するが、衝突の數は之れに反して U の小さい場合は無關係であるが、 U の大きい時は U に比例する結果から考へられる。(10) の式では衝突によつて必然的に生ずる random velocities を無視してゐるので、式の形が簡單となつてゐる。然し重い分子の比較的小量の雲が軽い分子の雰圍氣中を高速度で通過する場合にはこ

(15) Phil. Trans. 217 A, 115 (1918)

の式もかなりよい結果を與へることになる。

分子の性質、その大きさに就いて種々問題はあ
るが、McCrea は elastic sphere とし、 $\sigma_1 + \sigma_2 =$
 2×10^{-8} cm として取扱つてゐる。次に運動は均一
でないものとの考へ、その運轉方程式を下記の如
く表はす。

$$\left. \begin{aligned} v_1 m_1 g_1 - v_1 v_2 m_1 m_2 \gamma U^\varepsilon &= v_1 m_1 \dot{u}_1 \\ v_2 m_2 g_2 + v_1 v_2 m_1 m_2 \gamma U^\varepsilon &= v_2 m_2 \dot{u}_2 \end{aligned} \right\} \dots (11)$$

こゝで \dot{u}_1, \dot{u}_2 は夫々の加速度、 $\varepsilon = 1$ 或は 2 、 $\gamma = \alpha$
或は β を表はし、 ε 及び γ は (8), (10) のいつれの
式を用ふるかで定まる。次に $\rho_1 = v_1 m_1$, $\rho_2 = v_2 m_2$,
 $\rho = \rho_1 + \rho_2$ として表はせば次の如く書き表はされ
る。

$$\rho \dot{V} = \rho_1 \dot{u}_1 + \rho_2 \dot{u}_2 \dots (12)$$

V を平均質量速度と稱する。また平均質量加速度
も次の如く示すことが出来る。

$$\rho \dot{V} = \rho g_1 + \rho_2 g_2 \dots (13)$$

次に (11) の式から相対速度 U に關する式を作れ
ば

$$g_1 - g_2 - \rho \gamma U^\varepsilon = \dot{U} \dots (14)$$

これを thermal velocities より U が大きい場合
と小さい場合に用ふる。

(i) U が thermal velocities より小さい場合。
(8) の式を用ひて積分し、 A をその常數とすれば

$$\rho \alpha U = g_1 - g_2 + A e^{-\rho \alpha t} \dots (15)$$

これから局限速度 U_0 は直に

$$U_0 = \frac{g_1 - g_2}{\rho \alpha} \dots (16)$$

また time of decay T_0 は次の如く表はされる。
但しこれはその速度が係數 $\frac{1}{e}$ で減するに要する時
間である。

$$T_0 = \frac{1}{\rho \alpha} \dots (17)$$

(ii) U が thermal velocities より大きい場合。
この場合は次の結果が得られる。

$$\sqrt{\rho \beta} U = \sqrt{g_1 - g_2} \tanh \{ \sqrt{\rho \beta} (g_1 - g_2) (t - t_0) \}$$

但し $0 < \rho \beta U^2 < g_1 - g_2$ のとき、(18)

$$\sqrt{\rho \beta} U = \sqrt{g_1 - g_2} \coth \{ \sqrt{\rho \beta} (g_1 - g_2) (t - t_0) \}$$

但し $0 < g_1 - g_2 < \rho \beta U^2$ のとき、(18')

この解は $t > t_0$ の場合のものである。 t_0 は積分常
數。この場合の局限相対速度 U_0' 及び T_0' は次
の如くなる。

$$U_0' = \sqrt{\frac{g_1 - g_2}{\rho \beta}} \dots (19)$$

$$T_0' = 1 / \sqrt{\rho \beta} (g_1 - g_2) \dots (20)$$

實際上は T_0' は (18) では U が 0 から $0.76 U_0'$
まで増大するに要する時間、(18') では ∞ から
 $1.3 U_0'$ まで減少するに要する時間である。また
 $g_1 - g_2 < 0$ の場合は U の符號及抵抗の項の符號を
かへて書くことが出来る。(i) 及(ii) の場合は二
つの局限を表はす人工的なものであるが、分子 1
及 2 の平均熱速度を $W_1 = 2\sqrt{2 kT/\pi m_1}$, $W_2 = 2$
 $\sqrt{2 kT/\pi m_2}$ とし、その平均
 $W = 2\sqrt{\left(\frac{2 kT}{\pi} \cdot \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}\right)}$ は (7), (9), (16), (19)
等から

$$\frac{U_0}{W} = \frac{3}{32} \frac{m_1 m_2}{\rho k T} \frac{g_1 - g_2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2}$$

$$\frac{U_0'}{W} = \frac{8}{3} \sqrt{\left(\frac{2 \rho k T (\sigma_1 + \sigma_2)^2}{m_1 m_2 (g_1 - g_2)}\right)}$$

となるので、

$$U_0' = \sqrt{\frac{4}{3} U_0 W} \dots (21)$$

若し $U_0 \gg W$ なら $U_0' \ll U_0$ となるが、然し $U_0' \gg W$
となる。これから若し U_0 が thermal velocities
に比して小さい時は、 U_0 は大體に正しい局限速
度を與へ、 U_0' が thermal velocities に比して大
きい時も同様大體正しい速度を與へることにな
る。

この理論の應用として種々の場合を考察してゐ
るが、こゝでは紅焔に關するものを述べるにとど
める。今假りに次の場合を考へ

$$m_1 = H \text{ (水素原子の質量),}$$

$$m_2 = 4H \text{ (中性ヘリウムの質量)}$$

$$v_1 \gg v_2, \rho = v_1 H, \sigma_1 + \sigma_2 = 2 \times 10^{-8} \text{ cm,}$$

$$g_1 = 0, g_2 = -g \text{ (太陽面での重力の値)}$$

とすれば、次の結果が得られる。

$$U_0 = \frac{6.5 \times 10^{13}}{v_1} \text{ (22)} \quad T_0 = \frac{2.4 \times 10^9}{v_1} \text{ (23)}$$

$$U_0' = \frac{1.0 \times 10^{10}}{\sqrt{v_1}} \text{ (24)} \quad T_0' = \frac{3.8 \times 10^6}{\sqrt{v_1}} \text{ (25)}$$

(22) で $U_0 < 5 \text{ km/sec}$ とすれば、 $v_1 > 1.3 \times 10^8$
particles/cm³ となり、(24) の式で $U_0' > 20 \text{ km}$
/sec と置けば、 $v_1 < 2.7 \times 10^7$ particles/cm³ とな
る。これらの値に對して $T_0 \approx 18 \text{ sec}$, $T_0' \approx 73 \text{ sec}$

となる。局限速度には非常に短かい時で到達する。従つて瓦斯の動く距離も短かいことになる。紅焰の密度は (116) Menzel, Chandrasekhar (117) の研究では彩層と殆んど同じものである。Rosseland (118) は彩層の上部の電子密度を 2×10^8 per cm^3 , McCrea (119) は彩層底部で 2×10^{10} per cm^3 と計算してゐる。Menzel の測定は更に大きい。この電子密度に相當して正イオンが存在し、然もその大部分はプロトンと考へられ、 v_1 の値に關係してゐるわけで、實際に中性原子の密度を計算することは困難なことである。今大體の程度だけを考へ假りに密度が 10^8 から 10^7 に降つたとすれば、上記の U_0, U_0' の値から He は H の後に残されることになる。これは紅焰の見掛けの構成内容の差異を示すものである。この實例は極めて稀れであるが存在する (120) 。しかし大きな紅焰では、凡ての元素が殆んど同一構造になつてゐると考へられる (121) 。

次に瓦斯 2 を Ca^+ とすれば (中性原子の代りに輻射壓の影響のあるものを考へる), $g_2 = kg$ ($k = \text{const.}$) と置かれ、その結果は

$$U_0 = 5.9 \times 10^{14} k / v_1 \dots\dots\dots (26)$$

$$U_0' = 2.9 \times 10^{10} \sqrt{(k/v_1)} \dots\dots\dots (27)$$

となつて、 U_0, U_0' は Ca^+ の H に對する相對速度で、太陽から遠ざかる方向にある。こゝで $k \sim 1$ とし $v_1 \sim 10^{10}$ atoms/ cm^3 とすれば、(26) から $U_0 \sim 0.6$ km/sec, また $v_1 \sim 10^8$ atoms/ cm^3 と考へれば、(31) から $U_0' \sim 30$ km/sec. となる。これから Ca^+ 及び H が同一の速度で動く場合が考慮され、然も Perepelkin の兩者の速度の相關及び Ca^+ の速度の方が H よりやゝ大きいといふ結果も解釋される。これから Ca^+ には撰擇輻射が働いてゐるにもかゝらず H の抵抗が局限速度を維持し、且つ兩者の分子の分離を防ぐことが可能となる。

McCrea の研究には分子衝突、原子の有効半徑などになほ不充分的點があり、然も密度や壓力に gradient を考へてゐないので、正確を期することは出来ないが、次の結論を擧げることが出来る。若し紅焰の密度が太陽彩層の下層部の密度と同程度ならば、種々の元素が分離しないで殆ど同一の速度で動く現象は一つの瓦斯の他に對して引込み作用で大體説明出来るやうである。また Ca^+

の速度は水素速度と殆んど同一であるが、多少なりとも大きい傾向のあることはこゝで取扱つた引込み作用と撰擇輻射壓の二つから説明され得らしい。然し密度の相當小さい紅焰では、元素による分離が行はれるとも考へられるので、凡ての紅焰でその組成の異なる所以を指摘される。

この考へ方は太陽の極く範圍の狭い一部分の層のみにあてはまることで、紅焰の上昇運動の全般に用ひられないが、 Ca^+ 瓦斯と H 瓦斯の分離の行はれ難いことに関しては甚だ面白い理論と思はれる。

Kiepenheuer の研究 (122) (I) この研究は主にコロナに關するものであるが紅焰にも深い關聯をもつものである。普通コロナは太陽から發射された帶電分子の動く場所として考へられ、それに永久的磁場を與へてゐるが、Kiepenheuer は之れと全く反對にその永久的磁場は太陽面の極く接近した場所に限られて遠くに及んでゐないと假定してゐる。太陽から飛び出す電離した雲はその局部的な強い磁場を急速に通過する際に電氣的の polarization を受けるが、太陽外氣の外では自由分子の電氣的引力に對してまでこの polarization を繼續させる働きはないので、その雲は電氣的中性状態に歸するためには、必然的に一つの磁場を持つことになる。この磁場はその雲の residual polarization が存在する間だけ繼續するものである。かく一度得た磁場は少くとも數時間失なふことのないやうな充分大きい雲に就いて考へるとすればコロナの場所に於ける通過の全期間は磁性をもつと見做される。そして凡ての雲は同一方向に polarize するので、互に磁氣引力に支配される。これから太陽活動の盛衰と關聯するコロナの形狀及びその流線を解釋せんとするのである。

今磁化した瓦斯の moment を M , その質量を M , 太陽の磁場及びコロナ自身の磁場 (コロナの各部分の相互の作用によつて生ずる磁場) を H ,

(116) Lick Obs. Publ. **17**, pt. 1, 297 (1931)
 (117) M. N. **94**, 14 (1934)
 (118) Oslo Univ. Obs. No. 5, 24 (1933)
 (119) M. N. **89**, 483 (1929)
 (120) P. A. S. P. **45**, 15 (1933)
 (121) Lick Obs. Publ. **17**, pt. 1, 294 (1931)
 (122) Z. S. Ap. **10**, 360 (1935)

r を太陽中心からの距離, \ddot{r} を加速度, M_{\odot} を太陽質量, g を重力常數とすれば, 運動の方程式は次の如く表はされる.

$$M\ddot{r} = (Mg \sin \vartheta) \eta - \frac{MM_{\odot}g}{r^2} \dots\dots\dots (1)$$

次に磁場の強さを太陽磁軸となす角 ϑ と radius vector r の極坐標で表はせば, $\eta_r = -\frac{\partial \phi}{\partial r}$,

$\eta_{\vartheta} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \vartheta}$ となるので, (1) を書きかへると

$$\ddot{r} = -\frac{|M|}{M} \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \phi}{\partial r \partial \vartheta} - \frac{M_{\odot}g}{r^2},$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (r\dot{\vartheta}) = -\frac{|M|}{M} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \vartheta^2} \dots\dots\dots (2)$$

(2) の式で $\dot{\vartheta} = 0$ と置いて積分を行へば, ϑ と r との間の関係は次の如く得られる.

$$\begin{aligned} \ln\left(\frac{1+\sin\vartheta}{1-\sin\vartheta}\right) - \ln\left(\frac{1+\sin\vartheta_0}{1-\sin\vartheta_0}\right) \\ = A \left[\ln\frac{r}{r_{\odot}} - \frac{1}{3} \left(1 - \frac{r_{\odot}}{r}\right)^3 \right] \dots\dots (3) \end{aligned}$$

こゝで ϑ_0 は傾斜の角, r_{\odot} は太陽の半径, A は常數である. A の値を 0.5, 1.0, 4.0, 6.0 の場合に就いてその trajectory を圖示してゐる. コロナ流線の形はコロナだけの磁場を考へた場合が最もよく適合することが擧げられる. 即ち太陽磁場の遮蔽が, 先に述べた如く, 殆ど完全に行はれてゐることを示してゐる. (3) の式から得られる trajectories は A の値によつて支配されるが, A は瓦斯雲の出發點に於ける磁力の強さ η_0 , 密度 ρ , 最初の速度 v_0 , 問題の雲の面と太陽面との比 k 等で表はされるが, 太陽活動に最も關係あるものは速度と考へてゐる. そしてコロナの黒點極大期型又は黒點極小期型の差異はその速度に關聯するといふ結果を示してゐる. 次に A は $v_0 = 6.10^7$ cm/sec, $\rho = 10^{-18}$ g cm $^{-3}$ ($\approx 10^6$ 水素原子 cm $^{-3}$), $k = 10^{-2}$ とすれば, 4.0 に對して, $\eta_0 = 1$ Orsted の結果が得られ, 實際太陽面の磁場の強さは平均で $10 - 50$ Orsted であるので, $\eta_0 = 1$ は存在し得る値の最小と考へられる. これから紅焰の記録上の極大速度はこの場合考へられる極小速度にあたることを指摘してゐる.

太陽磁場の完全な遮蔽に就いて紅焰の場合を例證として用ひてゐる. こゝで紅焰の受ける反撥力

の大きさが與へられるので次に之を述べる. 太陽の赤道で上昇する紅焰に就いて考へ, 紅焰の受ける反撥力 \mathfrak{R} は太陽磁場の induction で起る紅焰の磁氣 moment と太陽磁場の gradient の積で表はされるものとし, 然も太陽磁場の強さは太陽中心からの距離の三乗に逆比例して減少するものと考へれば, \mathfrak{R} は次の如く表はされる.

$$\mathfrak{R} = -\frac{3R^2 \eta_0 r_{\odot}^3}{r^4} \left(1 - \frac{r_{\odot}^3}{r^3}\right)$$

こゝで η_0 は太陽磁場の太陽面に於ける値, R は紅焰を球狀と考へた時の半径である. 次に反撥力と重力との絶對値の比を μ とし, その太陽縁邊附近に於ける μ の値を μ_0 , 紅焰の質量を ρ , 重力の常數を g , 太陽の質量を M_{\odot} とすれば, μ_0 は次の如く表はされる.

$$\mu_0 = \frac{2\eta_0 r_{\odot}}{4\pi M_{\odot} g \rho} \left(1 - \frac{r_{\odot}^3}{r^3}\right)$$

こゝで, $\rho = 10^{-18}$ g. cm $^{-3}$ ($\approx 10^6$ Wasserstoffatoms cm $^{-3}$), $\eta_0 = 50$ Orsted, $r_{\odot}/r = 0.9$ とすれば

$$\mu_0 \approx 10^7$$

となり, かゝる永久的磁場の作用による反撥力は重力の場の作用よりも約 10^7 倍も大きいことになる. かゝることは考へられないと言ふのである.

(1) の式は複雑で之を解くのは困難なことであるので, Kiepenheuer は簡單な場合, 即ち重力と磁場の radial の方向の力が第一近似として等しいものと考へてゐるが, 重力の作用は r^{-2} , 磁力は r^{-4} で變化するので, 太陽の外側にゆくほど重力の影響の方が大きいことになる. これは非常に面白い考へ方であるが, このまゝでは紅焰上昇運動の如き加速度の増大の運動の説明には用ひられない. 然し黒點型紅焰の運動に於てよく見られる如き, 一旦上昇して再び太陽面に復歸する現象はこの理論によつて解釋される可能性があるやうに思はれる. 即ち紅焰運動に於て黒點の磁場や重力の作用が相當重視される場合が考へられる. (東京天文臺天文學文獻抄第 3 冊別刷)

(未完)

(123) Hale, Ap. J. 38, 27 (1913), 47, 206 (1918)

論 叢

光電管並びにその使用法 (I)

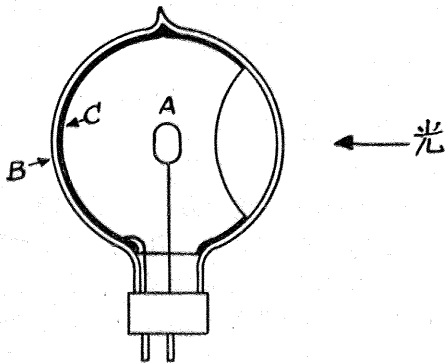
本 多 侃 士

緒 言

これは昨年秋の總會に於ける講演の要旨を記したものである。簡潔を旨としたのでその意を盡さぬ所もあることを御承知願ひ度い。特殊光電管、應用例等は一切之を省き、光電管を取扱ふ上に必要と思はれる常識の解説だけに止める。

1 光電管

1.1 構造：光電管は周知の如く 1887 年 Hertz によつて發見された光電効果を應用したものであつて、第 1 圖に示す如く B なる硝子球内面



第 1 圖

にアルカリ金属膜 C を着け、外部から光を當て、放出される電子を A なる電極に集め之によつて生ずる電流又は電位差を利用せんとするものである。そこで A を陽極、C を陰極とする如く電壓を外から加へる。圖は陽極を中央部に配置した陽極中心型と云はれるものであるが、之と逆の配置をなす陰極中心型もある。

使用上の便利から云ふと陽極中心型が優れて居る。それは C の感光面積を大にとり、従つて光電流を大きくなし得るからである。陰極中心型は特性の單純なることを望む、例へば研究等の場合

に適するのであつて、C を小にし且 A を球形にすると、光電子は放射の方向を問はず外部より與へた電界に沿ふて出ることになる。

光電管は上の二種類に限る譯ではなく、平行板の一方を感光極とするもの、何れの方向からも照射し得る如きものもある。又容器も葦外線用として窓の部分の特に石英硝子で作つた例、漏洩抵抗を大にする意味から特殊硝子を使用したもの、更に真空型、瓦斯封入型等もある。

1.2 感光極：光電管の生命は云ふ迄もなくその感光極、即ち陰極に存る。單位光束に對する電流の大なること及び特性安定にして壽命の長いことが最大の要件である。多くの金属は葦外線に對して初めてその作用を示すのであつて、可視光線に對して感ずるのは獨りアルカリ金属のみである。

この點に着眼した最初の人ハ光電管に大なる業績を残した Elster 及び Geitel であつて、感光極にはなる可く陽電性のものを使用することの要を悟り、1890 年には既に真空型アルカリ金属光電管を作り、日中青空から來る光を測定して居る。

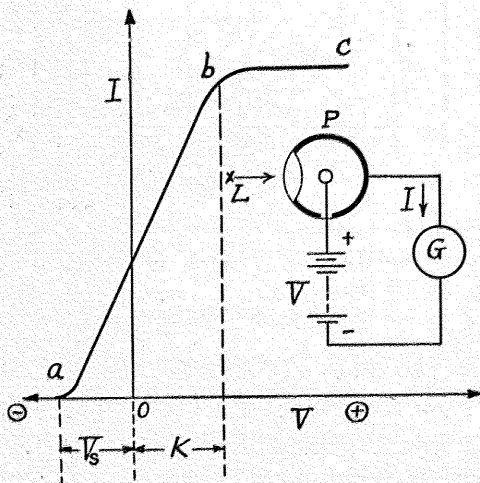
今日の光電管陰極は銀、銅、マグネシウムの如き基礎金属の上に作られた薄膜状組成を有する。之が起源は 1922 年 Geitel 氏が、カリウム管に就いて發見した陽極の感光性を K の極微薄膜に歸したことに始まる。其後米國 Bell Telephone Laboratories の Ives が更に基礎金属上に並んだ單原子層程度の薄膜が最も長い波長に迄感ずることを明かにした。1929—30 年には、基礎金属面を O_2 , SO_2 蒸氣等で處理。其上に膜薄を作ることの一層有效なることを Campbell, Olpin 等が實驗、この方法によつて Koller が Cs 光電管を作ると云ふやうな過程を経て今日の光電管が誕生したのである。膜薄感光極の組成に就ては 1.4 項

の第 2 表を参照願ひ度い。

薄膜陰極と共に今日なほ行はれる増感法に水素處理法がある。之は例の Elster 及び Geitel が感光極の酸化防止の意味で水素を封入した K 光電管に發光放電を行ふと却つて感度を増加することを確めたことに起る (1910 年)。その方法は眞空光電管を用意し、之に 1-2 mmHg の水素を入れて數秒間發光放電を行ひ、後再び眞空に戻して封するのである。兩氏は感度増加の原因を KH 中の K コロイドに歸した。

斯様に年を逐ふて構造が變化して居るので、之に應じてその製法も變遷して居る。K, Na 等の熔融物又はアマルガム等を管中に流し込んだ往時の注入法、又蒸溜によつて附着させる法、熔融硝酸鹽中に硝子を電解し、その成分たる Na (又は K) を硝子内壁に折出附着する熔融電解法等を経て、今日は分解法が主として行はれる。アルカリ金屬の窒化物を目的容器内に加熱分解し、生ずる N_2 を Mg, Ca 等に吸収させ、又はアルカリ金屬鹽を加熱した上、他金屬で置換するのである。此方法は量を如何様にも限定し得るので、薄膜を得るに便である。

1.3 電氣的特性：照射状態を一定に保ちつゝ眞真空光電管に就いて光電管電壓 V と電流 I との關係を求めると、第 2 圖の如くなる。(+) V



第 2 圖

は電子を加速する向きに加へたことを意味す。電流は負電壓數ヴォルトの a 點に於て通り始め、正

方向の或る値の點 b で飽和に達する。 b の部分は、熱電子管に於けると同様、電界により光電子全部が陽極に捕捉されることに依つて起るのであつて、その電流値は光の強さによつてのみ變る。

之に對し、 ab 部は主として電子初速度の大きさ及び方向の分布特性によつて支配される處であつて、 a は最大初速度 V_m を以て放射する電子すら陽極に到達し得ざるに至つた所であつて、その電壓値 V_s を阻止電壓 (Stopping voltage) と呼ぶ。

然らば ab 曲線を微分すれば放射運動エネルギーの分布を與へるかと思ふに、それは陰極中心型に於てのみ成立する。陽極中心型では、陽極に十分達し得るエネルギーを有するものゝ中にも出る方向次第では陰極の他部分に終るものがあるので、 V が約 (+) 50V 以上になつて初めて b 點が現れる。然るに陰極中心型だと僅か 1-2V の加速電壓で既に飽和に入る。この電壓値 K は使用された陰陽兩極の組合せによつて定まる接觸電位差が電流を阻止する向きに存する爲に必要となる。この補正を施すと縦軸は全く b を通ることが陰極中心型に就て證明されて居るのであつて、電子の最大エネルギー $\frac{1}{2} m v_m^2$ に等しいのは夫故 $e(V_s + K)$ であつて、 eV_s ではない。但し e は電子の電荷。

今光の周波數を ν 、感光極の仕事函數を P とすれば次式が成立する。

$$\frac{1}{2} m v_m^2 = e(V_s + K) = h\nu - P \dots \dots (1)$$

$(h\nu - P)$ が零となる如き ν_0 の光に對しては v_m が常に零となり、光電管としての機能を失ふに至る。斯の如き ν_0 を限界周波數 (Threshold frequency)、之に對應する波長 λ_0 を限界波長 (Long wave limit) と云ふ。 P を電子ヴォルト、 λ_0 をオングストロームの單位で表せば、

$$\lambda_0 P = 12340 \dots \dots (2)$$

となる。夫故可視部分の光に感ずるやうな光電管を得るには凡そ $P \leq 3 e-V$ なることを要し、この條件はアルカリ金屬に於てのみ十分満足される。更に薄膜に於ては一層 P は小となる。第 1 表は諸種金屬の P を示したもの、その中 Pt, Ag と

記したのはそれ等金屬の厚い膜, K-Pt は Pt を素地とした K の薄膜である.

第 1 表

金屬	$P(e-V)$	金屬	$P(e-V)$	金 屬	$P(e-V)$
Pt	6.34	Ba	1.77-2.29	Li-W	1.83
Ag	4.73	Li	2.1-2.9	Na-Pt	2.08
W	4.58	Na	1.9-2.46	K-Pt	1.60
Mo	3.92	K	1.76-2.25	Rb-Pt	1.56
Zn	3.32-3.57	Rb	1.8-2.2	Cs-Pt	1.38
Cu	2.7	Cs	1.9	Cs-Cs ₂ O-Ag	<1.23

光電子の初速度は Maxwell 分布則を満足しない. 又放射の方向分布は金屬の法線に對して對稱的であつて, 而も法線の出るものが最も多い.

1.4 光の強さと電流: 光電管にとって最も重要な性質は即ち之である. 眞空光電管が受ける全光束を Φ , 之によつて生ずる電流を I とすれば,

$$I = S\phi \dots\dots\dots (3)$$

なる比例關係が成立する. 之は眞空光電管の特筆すべき性質であるが, かゝる優秀性を賦與する爲には相當の注意を要する. この特性を阻害する主なる原因は殘留瓦斯の電離, 感光面の汚損, 光電管内壁への電荷蓄積等である.

式中の S は光電管の感度であつて, 感光板の性質, 光の周波數, 飽和値以下で使用する場合には電壓, 等により影響される. 普通は既知スペクトル分布の白色光に對する値 ($\mu A/Lumen$) を以て與へられる. 第 2 表は高感度陰極膜の例であ

第 2 表

感 光 膜	$S(\mu A/Lm)$
K-KH-K	0.7
Cs-CsH-Cs	3.1
Cs-Cs ₂ O-Cs	12
K-K ₂ O-Ag	3
Cs-Cs ₂ O-Ag	10-30
Rb-Rb ₂ O-Ag-K ₂ O-Ag	10-15
K-K ₂ O-Ag-K ₂ O-Ag	~ 29
Cs-Cs ₂ O-Ag-Cs ₂ O-Ag	40-65

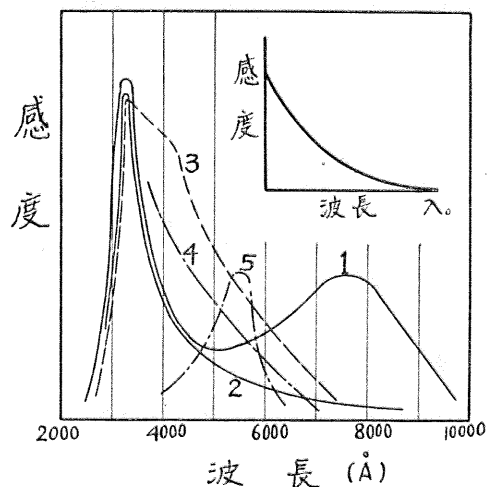
(2850°C 自熱電燈による)

るが, 最近の技術によれば 100 $\mu A/Lm$ に達する

ことも不可能ではないと聞き及んで居る.

光電管が感ずる最小極限の光の強さは電流測定器の如何によつて異なる. 第 2 表最下の高感度 Cs 管を例にとると, 檢流計 (Galvanometer) の場合は 10^{-3} ルクス (1ルクス = 1Lm/m²), 電位計では 10^{-8} ルクス 程度の照度迄檢出出来る譯である. 因に肉眼は凡そ 10^{-7} ルクスの白色光まで感じ得るさうだから, 電氣眼の方が十倍も鋭敏に動作し得ると云へる. 特に鋭敏な Hoffmann 電位計によつて 10^{-18} A, 即ち毎秒 6 箇の電子まで測定したと云ふ記録もある.

1.5 光の周波數と感度: 各電子が受ける光のエネルギー $h\nu$ は ν と共に大となるから, 一定量の光束が作用を及ぼし得る全電子數は ν と共に減少するが, 實際放射する電子數はその 1% にも達せぬ程度であるから, $h\nu$ の増大は却つて電子放射を促進するかもしれぬ. 測定の結果も中々複雑であつて第 3 圖にその一例を示す.



- 1. Cs-Cs₂O-Ag
- 2. Cs-O₂-Ag
- 3. Cs-Mg
- 4. Cs-Pt (薄膜)
- 5. Cs (pure)

第 3 圖

圖に明かの如く, 或る波長範圍に於て感度は特に大きい. 此様な現象は主としてアルカリ金屬に現れるもので, 選擇放射として知られて居る. 他種金屬に於ては圖に添附した別圖の示す如く變化は單純であつて, 選擇性は無い. 選擇放射の現れる度は投射光の偏光状態と關係があり. その電氣ベクトルが照射金屬面に垂直なる成分を有する場

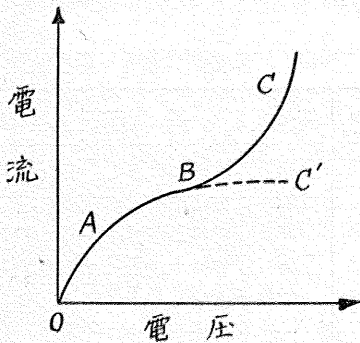
合に限つて現れる現象であるが、實際の光電管では光は管内で幾回も反射し、膜面も光に対して平滑ではないから、照射光の偏光状態は考へるに及ばない。

第3圖を一瞥して分ることは、感度の高いもの程選擇性強く且複雑な組成を有する。曲線1の如きは赤から赤外部にかけて新しい山を生じて居る。選擇性はアルカリ金屬膜が H_2 , O_2 , SO_2 等より陰電性物質の中間層上に附着して居る時に強く現れるのであつて、この場合のアルカリ原子は電氣的二重層を形成して境界の電位分布を變じ、以て前述の P を減じ、且電子放射に選擇性を與へるものと考へられて居る。

1.6 瓦斯封入の影響： 瓦斯を封入する主なる目的はその電離を利用して電流を増幅するにある。

一般に瓦斯中に對立する二電極間に電壓を加へる時に通る電流は第4圖實線の如く變化するを常とする。曲線は大別して A, B, C の三部になし得るもので、 A は諸原因に因り氣中に常時存在する帯電粒子によつて生ずる部分であるが、電流として役立つ粒子数が電壓によつて異なる爲に曲線は傾斜する。 B はその飽和する部分である。

第 4 圖



更に電壓を増加すると、帯電粒子中の電子が瓦斯分子を電離し始めるので電流は茲に急騰を始め、更に進むと遂に發光放電に入る。この最後状態の電流は回路内の電氣的事情のみによつて定まるもので、 A に於て放電の緒となつた外來電荷の多少には全く無關係である。

そこで改めて光電管の場合に第4圖を當てはめて考へると、外來電荷は光電子であつて、瓦斯が

無ければ曲線は圖の ABC' の如くなるであらう。之が即ち先の第2圖に相當するもの、唯第4圖では $1-2V$ の負電壓は無視して居る。瓦斯があると曲線は ABC と走るが、發光放電に陥ると最初の光電流と放電々流とは上述の如く縁が切れるから、夫以前の C 部分が増幅に役立つのであつて、瓦斯入とは云へ決して發光状態で使用するのではない。

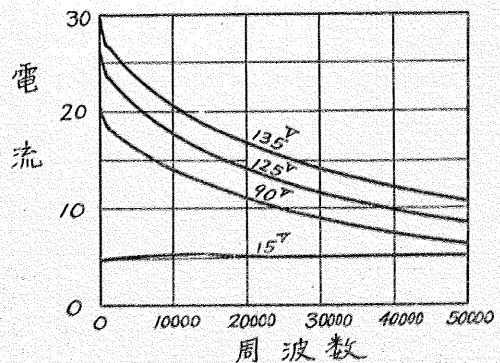
扱光電管の陰極は甚だ化學作用の強い物質である關係上、封入する瓦斯は必然的に不活性瓦斯なることを要する。其中、容易に得られて且電離し易いアルゴンを最も放電し易い氣壓 $\frac{1}{10} \sim \frac{2}{10}$ mm Hg 程度に封入してあるのが普通使用される瓦斯入光電管である。

強い光は發光放電の開始電壓を低下し、發光放電が起ると陽イオンの射突で陰極が破損する。そこで之が使用に當つては電壓を高く與へぬこと。回路には數萬オームの抵抗を入れ、發光放電がよし起つても有害電流を制限する必要がある。

1.7 時間の遅れ、周波數の影響： 眞空光電管には遅れは全くないと云ふも差支ない。あつても 10^{-9} 秒の程度。従つて光の斷續數(光電流の周波數)による影響も問題にならぬ。

問題となるのは瓦斯入光電管である。質量大なる陽イオンは電界速度小であるから、電流の生長、停止共に光の變化より遅れる上に準安定状態の勵起原子までこの遅れを増すと考へられて居る。この影響は光が周期的變化をなす場合に特に判然と現れる。實際にはこの様な場合が多々起るのであつて、例へばテレビジョン、寫眞電送、トーキー等新しい應用方面は殆ど總てがさうである。

第 5 圖



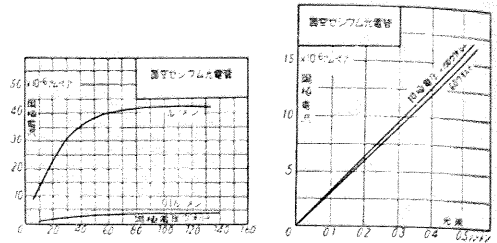
第5圖は光の斷續周波數により光電流感度の變はる狀況を示すものであつて、1000~邊で急激に起る。電壓を低くした場合が良好である理由は瓦斯の電離が僅少の爲、眞空型に近い状態にあるからであつて、使用上心得可き點である。

1.8 温度の影響： 常溫附近では殆ど無い。100°C 近くになると感光膜の蒸發が感度に影響を示す場合が起る。又瓦斯入では(-)50-60°C 邊、眞空型では(-)150°C 邊以下で感度が大分減少する。

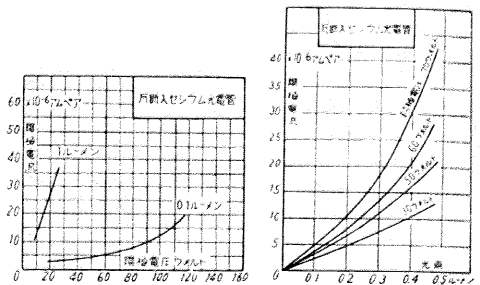
1.9 疲勞現象： 光電管の疲勞性大なることは從來使用者及び製作者を相當困惑せしめたと聞いて居る。然し今日ではその本性も漸次明かにされ、要するに眞空技術の幼稚に伴ふ殘留有害瓦斯が陰極を侵すことが主であると分つた。殊に光は反應を促進するので、從來光電管は暗處に藏せよと云はれたことも頷かれる。製作者が眞空操作に多くの經驗を重ねた今日では、少く共眞空光電管には疲勞現象と云ふ眞の固有性は無いと結論されて居る。やがては光電管發達史中の一題目と化し去る性質のものであることは喜ばしい次第である。

1.10 現在の光電管： 最後に現在使用せられつゝある光電管の特性を一二御参考に供して置く。(第6圖及び第7圖) (未完)

第 6 圖



第 7 圖



抄 録 及 資 料

Ⅲ月に於ける太陽黑點概況 今月は天候悪く観測が少いが依然として活動は盛である。下旬には大きな半影を持つた双極黑點が現はれ太陽面を賑はした。

使用器械、方法等については本誌第31卷第4號第77頁参照。

日	黑點群	黑點數	黑 點 概 況	日	黑點群	黑點數	黑 點 概 況
1	6	68	中央近く二極黑點群あり(I)	17	12	145	Ⅲ群の數多し、Ⅱなほ著し
2	—	—	観測なし	18	10	102	東西兩縁に多數の黑點群あり
3	—	—	観測なし	19	10	98	東縁の群減少、一つの群發達(Ⅳ)
4	4	36	I 西縁にかゝる	20	7	59	Ⅳ減少、東縁に大黑點群現る(Ⅴ)
5	—	—	観測なし	21	6	62	Ⅴ大きな双極黑點、何れも半影あり
6	—	—	観測なし	22	—	—	観測なし
7	—	—	〃	23	—	—	〃
8	—	—	〃	24	—	—	〃
9	—	—	〃	25	4	42	Ⅴの外著しきものなし
10	—	—	〃	26	4	38	Ⅴ中央に來り益々發達
11	—	—	観測なし	27	—	—	観測なし
12	9	139	中央部に鎖状黑點群あり(Ⅱ)	28	—	—	〃
13	—	—	観測なし	29	5	73	Ⅴ西縁に近づく、多數の小黒點
14	—	—	〃	30	5	88	Ⅴ減少、東部に小群あるのみ(Ⅵ)
15	8	142	Ⅱ著し、西縁に行く	31	7	86	Ⅴ西縁に至る、Ⅵ數を増す
16	15	148	東縁に多數の小黒點群あり(Ⅲ)				

太陽のウォルフ黒点数 (1938 年 I, II, III 月) 東京天文臺のウォルフ黒点数はツァイス 20cm 屈折鏡による實視観測の結果で、實驗的に $k=0.60$ と決定したものである (表 A)。(東京天文臺発表)

本會會員の太陽黒點観測 本會員の観測は天文臺の観測のある日について互に比較し各観測者の k を決定しその平均を取つたものである。この係数を用ひて各観測者の平均の値を日々決定したものが會員のみによるウォルフ黒点数である (表 B)。會員の観測者は次の通りである。

観測者	観測日数	係数
淺居正雄	37	0.90
草地重次	55	1.60
坂上 務	58	0.97
伊達英太郎	46	0.94
中野義夫	40	1.25
堀田泰生	37	1.00
森久保 茂	57	1.03

	(A)			(B)		
	ウォルフ黒点数 (天文臺)			ウォルフ黒点数 (會員)		
	I	II	III	I	II	III
1	—	92	77	132	90	79
2	91	98	—	116	81	83
3	81	119	—	108	93	52
4	52	87	46	104	93	48
5	88	—	—	75	—	63
6	71	—	—	95	103	54
7	78	129	—	119	81	49
8	107	90	—	103	116	77
9	131	106	—	120	116	76
10	103	131	—	129	124	—
11	120	112	—	140	156	109
12	94	161	131	126	147	133
13	113	167	—	110	213	131
14	86	—	—	105	168	136
15	132	157	133	123	193	142
16	123	173	179	138	219	169
17	117	—	159	121	160	166
18	103	209	121	—	147	150
19	85	171	119	114	158	93
20	—	95	77	155	101	80
21	—	124	73	—	95	91
22	—	115	—	142	76	71
23	107	97	—	148	75	72
24	130	97	—	129	108	54
25	113	90	49	128	67	63
26	70	101	47	112	107	51
27	61	97	—	95	99	48
28	77	89	54	86	112	54
29	92	—	74	85	—	51
30	—	—	83	109	—	79
31	112	—	94	108	—	74
平均	95.7	121.1	94.8	116.5	122.3	86.6

無線報時修正値 東京無線電信所 (船橋) を経て東京天文臺より放送した今年 VI 月中の報時修正値は次の通りである。(+) は遅すぎ (-) は早すぎを示す。但し此等

の値は第一次修正値で、精密な値は東京天文臺發行のブルタンに出る筈である。(東京天文臺発表)

1938 Apr.	11 ^h			21 ^h			1938 Apr.	11 ^h			21 ^h		
	學用報時		分報時	學用報時		分報時		學用報時		分報時	學用報時		分報時
	最初	最終		最初	最終			最初	最終		最初	最終	
1	-.03	-.03	-.04	-.06	-.05	-.06	16	-.04	-.04	-.05	-.07	-.07	-.08
2	.00	+.01	-.03	+.01	.00	-.01	17	-.10	-.10	-.12	-.08	-.07	-.11
3	+.05	+.05	+.03	+.04	+.04	+.01	18	-.04	-.04	-.07	-.01	-.00	-.06
4	+.04	+.05	+.01	+.03	+.03	+.02	19	-.02	-.02	+.02	-.01	.00	-.01
5	+.68	+.68	-.04	-.05	-.05	-.06	20	-.04	-.03	-.04	-.03	-.02	-.04
6	-.05	-.06	-.06	-.03	-.03	-.06	21	-.03	-.03	-.06	-.06	-.05	-.03
7	+.02	+.01	+.01	-.01	-.02	-.02	22	-.06	-.06	-.07	-.08	-.09	-.10
8	-.01	-.02	-.04	-.02	-.03	-.06	23	-.11	-.11	-.12	-.09	-.09	-.13
9	-.05	-.05	-.05	-.01	-.01	-.04	24	-.12	-.11	-.13	-.12	-.12	-.13
10	-.03	-.02	-.04	-.01	-.01	-.04	25	-.16	-.16	-.16	-.16	-.17	-.15
11	-.05	-.05	-.05	-.05	-.06	-.06	26	-.23	-.23	-.22	-.24	-.24	-.23
12	-.04	-.04	-.06	-.03	-.03	-.07	27	.00	.00	+.02	.00	.00	.00
13	-.04	-.04	-.05	-.02	-.02	-.02	28	-.01	-.01	+.02	+.01	.00	-.02
14	-.04	-.04	-.01	+.02	+.02	.00	29	+.01	+.01	+.02	+.05	+.05	+.03
15	+.01	+.01	-.01	.00	+.01	.00	30	+.16	+.15	+.16	+.03	+.03	+.02

天 象 欄

流星群 VI月には著しい流星群はない。月末の大熊座及び龍座から輻射するものはウィネッケ彗星と關聯したものである。

	赤經	赤緯	附近の星	性質
下旬	1 ^h 36 ^m	+43°	アンドロメダ座 α	速, 痕
月末	14 12	+53	大熊座 η	緩
月末	15 12	+58	大熊座 ι	

變光星 次の表はVI月中に起る主なアルゴル種變光星の極小の中2回を示したものである。長週期變光星の極大の月日は本誌第30卷附録24頁にある。VI月中に極大に達する等の星で觀測の望ましいものは鷲座 R, カシオペア座 SV, ケンタウルス座 X, 蟹座 R, 蟹座 V, 白鳥座 χ , 白鳥座 U, 白鳥座 RU, 天秤座 RS, 射手座 RR, 大熊座 S, 小狐座 R 等である。

アルゴル種	範 圍	第 二 極 小	週 期	極 小				D	d
				中, 標, 常用時 (VI月)					
				^d	^h	^d	^h		
023969	RZ Cas	6.3-7.8	—	1	4.7	3	1, 26 23	4.8	0
005381	U Cep	6.9-9.2	7.0	2	11.8	5	22, 20 21	9.1	1.9
182612	RX Her	7.2-7.9	7.8	1	18.7	3	21, 19 21	4.8	0.7
145508	δ Lib	4.8-5.9	4.9	2	7.9	21	22, 28 22	13	0
171101	U Oph	5.7-6.4	6.3	1	16.3	22	21, 27 22	7.7	0
191419	U Sge	6.5-9.4	—	3	9.1	8	2, 25 0	12.5	1.6
194714	V505 Sgr	6.4-7.5	—	1	4.4	7	23, 20 23	5.8	0
103946	TX UMa	6.9-9.1	—	3	1.5	20	0, 23 1	8.2	0
191725	Z Vul	7.0-8.6	7.1	2	10.9	23	2, 28 0	11.0	0

D—變光時間 d—極小繼續時間

東京(三鷹)に於ける星の掩蔽(VI月)

(東京天文臺回報(58)に據る)

日付	星 名	光 度	月 齡	潜 入 時 刻	α	b	方向角		日付	星 名	光 度	月 齡	潜 入 時 刻	α	b	方向角	
							P	V								P	V
1	B.D.+17° 1575	8.6	2.9	19 35	—	—	155°	97°	3	B.D.+ 9° 2176	8.8	4.9	20 37	—	—	135°	80°
1	B.D.+17° 1586	8.4	2.9	20 38	—	—	90	35	3	B.D.+ 9° 2181	8.5	4.9	21 8	—	—	110	55
2	B.D.+13° 1927	8.4	3.9	20 55	—	—	115	59	4	B.D.+ 4° 2316	9.0	6.0	22 1	—	—	90	36
2	B.D.+13° 1930	8.8	3.9	21 36	—	—	45	350	4	B.D.+ 4° 2315	8.8	6.0	22 2	—	—	110	56
3	B.D.+ 9° 2167	8.9	4.9	19 46	—	—	135	82	7	B.D.- 9° 3569	6.6	9.0	22 28.3	-1.2	-2.6	147	107
3	B.D.+ 9° 2179	8.8	4.9	20 33	—	—	110	55	9	B.D.-13° 3761	6.9	10.1	0 36.8	-0.8	-1.0	81	33
3	B.D.+ 9° 2180	8.9	4.9	20 35	—	—	100	45									

時刻は中央標準時。表の説明に關しては第3號參照。

太陽・月及び惑星

主として東京天文臺編纂理科年表に據る。時刻は凡て中央標準時。出入、南中は東京に於けるもの。

太陽	12 ^h	赤 經	赤 緯	時 差	12 ^h	黄 經	地球からの距離	視 半 徑
VI 1	4 33	183	+21 57	2 + 2 28.0	VI 1	69 57 49	1.014 1570	15 47.8
16	5 35	12.8	+23 19 25	- 0 18.2	16	84 18 24	1.015 9057	15 46.1
VII 1	6 37	32.6	+23 9 54	- 3 29.6	VII 1	98 37 3	1.016 7281	15 45.4

時差 = 眞太陽時 - 平均太陽時
 黄經は年初の平均分點に對するもので、光行差は含まれてゐない。
 距離は平均值 149 504 201km を單位としてある。

		出			南			中			入			出入南中 方位高度	
月	日	h	m	s	h	m	s	h	m	s	h	m	方位	高度	
VI	1	4	27		11	38	33	18	51		北	28.1	76.3		
	16	4	24		11	41	19	18	58		"	29.9	77.7		
VII	1	4	28		11	44	31	19	1		"	29.7	77.5		

出入方位は東又は西より測りたるもの。

入海(黄經 80°) VI 11 23 38.4
夏至(黄經 90°) VI 22 11 3.8

月		地平視差			出			南			中			入		
月	日	h	m	s	h	m	s	h	m	s	h	m	s	h	m	s
VI	1	60	44	24	7	4		14	17		21	24				
	16	54	5	08	21	7		1	46		7	5				
VII	1	59	58	06	8	14		14	53		21	24				
上弦		VI	5	13	32	赤道通過			VI	5	21	59				
望			13	8	47	最南				13	3	8				
下弦			21	10	52	赤道通過				20	15	28				
朔			28	6	10	最北				27	3	32				
最遠		VI	15	3	16	地球からの距離				1.05	662					
最近			28	10	19	" "				0.92	953					

距離は平均値 384 403 km を単位としてある。

感 星

		距離			視半徑			出			南中			入		
星	距離	h	m	s	h	m	s	h	m	s	h	m	s	h	m	s
水 星	1.04	3.2	3	24	10	12	16	59								
金 星	1.41	6.0	6	25	13	45	21	6								
火 星	2.54	1.8	5	30	12	48	20	6								
木 星	4.80	19.1	23	50	5	22	10	49								
土 星	9.99	7.5	1	52	8	5	14	19								
天王星	20.61	1.7	3	7	9	57	16	46								
海王星	30.04	1.2	12	5	18	23	0	45								

VI 月 16 日

水 星	1.28	2.6	3	51	11	6	18	21
金 星	1.32	6.4	6	51	14	4	21	17
火 星	2.58	1.8	5	14	12	32	19	51
木 星	4.57	20.1	22	54	4	25	9	54
土 星	9.77	7.6	0	57	7	11	13	26
天王星	20.48	1.7	2	11	9	1	15	52
海王星	30.30	1.2	11	7	17	25	23	43

VII 月 1 日

水 星	1.30	2.6	5	8	12	27	19	47
金 星	1.22	6.9	7	20	14	18	21	16
火 星	2.62	1.8	5	0	12	16	19	32
木 星	4.37	21.0	21	54	3	26	8	54
土 星	9.54	7.8	{ 0 0	6	15	12	30	
			{ 23 56					
天王星	20.30	1.7	1	14	8	5	14	56
海王星	30.55	1.2	10	8	16	26	22	44

地球からの距離の単位は太陽に於けるものと同様。

日付	現象	日付	現象
VI 月 1 日	金星, 月と合	VI 月 22 日	土星, 月と合
6	海王星, 月と合	23	水星, 太陽と外合
10	海王星, 太陽と上矩	24	天王星, 月と合
16	金星, 日心黄緯最北	28	水星, 月と合
16	水星, 昇交点通過	28	火星, 月と合
19	木星, 月と合	29	水星, 火星と合
20	水星, 近日点通過	30	金星, 月と合
22	木星, 留(赤経)		

本 會 記 事

通常總會及び講演會記事

昭和 13 年 4 月 24 日午後 1 時半より三鷹村東京天文臺に於いて關口理事長司會の下に開催。出席者 37 名。議事は最初昭和 12 年度會務及び會計報告に就いて行はれ、満場異議なく承認された。次いで評議員半数改選が行はれ、評議員會の推薦通り全部が再選されることに大多数の賛成を以て可決された。更に評議員増加の件も異議なく可決され、評議員會推薦の 4 氏が當選した。當選評議員は次の通りである。

再選評議員名

蘆野敬三郎氏、上田穰氏、神田茂氏、國枝元治氏、桑木或雄氏、關口鯉吉氏、早乙女清房氏、田中務氏、田中館愛橋氏、長岡半太郎氏、橋元昌矣氏、福見尙文氏。

増加評議員名

荒木俊馬氏、小野澄之助氏、曾根武氏、渡邊襄氏。増加評議員の任期は總會の決議により當選者の承諾後理事會にて抽籤により決定することとなり、荒木、小野兩氏は任期 4 ヶ年、曾根、渡邊兩氏は 2 ヶ年となつた。

總會終了後、午後 2 時半より講演會が國枝元治博士座

長の下に開催され次の二氏の有益な講演があつた。來會者凡そ 60 名、閉會午後 5 時。

1. 惑星狀星雲に就いて 理 學 士 長澤進午氏
1. 宇宙の構造 理學博士 松隈健彦氏

昭和 12 年度會務報告

昭和 12 年度(昭和 12 年 4 月 1 日より昭和 13 年 3 月末日)は創立第 30 年度にして、社團法人設立後第 4 年度に當る。

1. 事 業

(イ) 出版 天文月報第 30 卷第 4 號より第 12 號まで、及び第 31 卷第 3 號まで發行。

日本天文學會要報第 5 卷第 2 冊(第 18 號)及び第 5 卷第 3 冊(第 19 號)を發行。

(ロ) 講演會 4 月 17 日、本郷區東京帝大にて開催、講演者 2 名、來會者 80 名。

XI 月 13 日 三鷹村東京天文臺にて開催、講演者 2 名、來會者 120 名。

(ハ) 參觀及び天體觀覽 XI 月 13 日三鷹村東京天文臺にて行ふ。來會者 300 名。

2. 會 務

(イ) 總會 通常總會をIV月17日日本郷區東京帝大にて開催、出席者19名。會務及び會計報告、理事長、副理事長の改選及び補缺評議員の補充選挙の後、理事長指名の新理事の承認を得。

臨時總會をXI月13日三鷹村東京天文臺にて開催、出席者33名。定款第12條變更の件を原案通り可決。

(ロ) 評議員會 IV月9日麻布區天文學教室にて開催、出席者6名。昭和11年度會務及び會計報告の後、次期理事長、副理事長及び評議員補缺推薦に關し評議す。

X月9日 麻布區天文學教室にて開催、出席者11名。定款第12條變更の件を審議す。

III月12日 麻布區天文學教室にて開催、出席者6名。昭和12年度豫算の件を評議す。

IV月24日 三鷹村東京天文臺にて開催、出席者10名。昭和12年度會務及び會計報告審議の後、次期評議員の推薦及び増員の件を評議す。

3. 役員及び會員移動

(イ) 理事の改選. 昭和11年度にて満期となりたる理事長、副理事長は改選され、新理事長以下の理事は次の如し。

理事長 關口鯉吉氏 副理事長 萩原雄祐氏
理事 辻光之助氏 野附誠夫氏 鍋木政岐氏
奥田豊三氏 廣瀬秀雄氏 虎尾正久氏

(ロ) 評議員の補充 故小倉伸吉氏の補缺として秋吉利雄氏當選す。

(ハ) 年度末會員數 特別會員 1名、通常會員 689名、合計 824名

4. 雜誌交換及び寄贈 毎月寄贈せるもの42、内交換のもの27種。尙寄贈を受けたもの23種。

(イ) 交換雜誌 科學知識、地學雜誌、科學、氣象集誌、植物學雜誌、天界、電氣雜誌オーム、自然科學と博物館、日本中等教育數學雜誌、地理教育、日本數學物理學會記事、學士會月報、日本化學會誌、同歐文報告、特許公報及び實用新案公報、地理學評論、東京物理學校雜誌、滿洲國實業部月刊、燕京大學圖報、東京帝國大學新聞、報知新聞、國民新聞、東京日々新聞、萬朝報、米西天文學會雜誌、ロッキヤ-天文臺出版物、ハーバード大學報告、ユックル天文臺報告。

(ロ) 寄贈を受けたる圖書雜誌 東京天文臺報及び年報、地震研究所彙報及び地震觀測報告、朝鮮總督府觀測所報告、中央氣象臺歐文報告、水澤緯度觀測所報告、京都帝大理學部紀要、花山天文臺報告、大阪帝大理學部研究報告、滿洲國特許公報、滿洲國康徳五年時憲書、モスコ-大學天文報告、アルゼンチン、サン・ミグエル天文

臺報告、タクバヤ天文臺年報、ロシヤ變光星同好會報告、ロシヤ國立天文協會出版物、スペイン天文學會誌、上海自然科學研究所「中國雜誌目次索引」第2號及び第3號、外務省「ソ聯重要事項誌」、科學年鑑、滿洲國產業概觀、報知新聞社「世の光」2冊、オランダ、フアルケンブルグ天文臺出版物、エルンスト・チンナー著「レジオモンタンの科學的業績」。

昭和十二年度會計報告

イ. 收 入		
前年度繰越		円 5993.29
會費		2653.24
月報賣上		492.42
要報賣上		26.50
寫眞賣上		100.88
利子		329.66
印稅		279.60
廣告料		88.40
合 計		9963.99
ロ. 支 出		
月報調製費		2066.69
要報調製費		306.94
原稿料及別刷代		161.00
送料及通信費		436.24
謝金		125.50
寫眞調製費		106.14
定會費		70.60
雜支出		129.01
後期繰越		6561.27
合 計		9963.99
ハ. 財産目録		
第 一 部		円
金錢信託		2500.00
銀行當座預金		991.04
(内 服部資金	円 914.05)	
定期預金		1038.62
郵便貯金		209.09
振替貯金		1558.72
現貯金		233.80
擔保金		30.00
合 計		6561.27
第 二 部		円
公債(三分半利)額面		2500.00
第 三 部		円
印刷物版權		2500.00
天文月報		796.00
要報		204.00
エハガキ		16.00
青寫眞		5.00
寄贈交換雜誌及圖書		125.00
天體寫眞及幻燈板		13.00
家屋一棟		230.00
合 計		3889.00
總 計		12950.27

以上は特別會員國枝元治氏、本田親二氏の査閲を受く。

社團法人日本天文學會定款拔萃

第一章 名稱及事務所

- 第一條 本會ハ社團法人日本天文學會ト稱ス
- 第二條 本會ハ事務所ヲ東京府北多摩郡三鷹村東京天文臺構内ニ置ク (中略)

第四章 會 員

- 第十一條 本會ノ會員ヲ別チテ左ノ二種トス
 - 一 特別會員
 - 二 通常會員
- 第十二條 特別會員ハ會費トシテ一ケ年金五圓ヲ納メ若クハ一時金七拾圓以上ヲ納ムルモノトシ通常會員ハ會費トシテ一ケ年金參圓ヲ納ムルモノトス
- 第十三條 會員ハ毎年一月末日迄ニ一ケ年分ノ會費ヲ前納スベキモノトス但便宜上數年分ヲ前納スルモ差支ナシ
- 第十四條 既納ノ會費ハ如何ナル場合ニ於テモ返附セズ
- 第十五條 本會ニ入會ノ手續ハ左ノ如シ
 - 一 通常會員タラントスル者ハ氏名現住所職業及生年月日ヲ記シ會費ヲ添ヘ本會ニ申込ムベシ
 - 二 特別會員タラントスル者ハ氏名現住所職業及生年月日ヲ記シ特別會員二名ノ紹介ヲ以テ本會ニ申込ムベシ
 - 三 會員ノ入會許可ハ理事長之ヲ行フ
- 第十六條 退會セントスル者ハ本會ニ申出ヅベシ
- 第十七條 會員ニシテ會費滯納二ケ年以上ニ及ブ者又ハ本會ノ體面ヲ汚損スル行爲アリト認ムル者ハ評議員會ノ議決ニヨリ除名スルコトアルベシ (以下略)

昭和13年5月25日 印刷
昭和13年6月1日 發行

定價金 30 錢
(郵 稅 3 錢)

編輯兼發行人

東京府北多摩郡三鷹村東京天文臺構内
福 見 尚 文

印 刷 人

東京市神田區美土代町16番地
島 連 太 郎

印 刷 所

東京市神田區美土代町16番地
三 秀 舍

發 東京府北多摩郡三鷹村東京天文臺構内
行 社團 日本天文學會
所 振替口座 東京 13595

賣 東京市神田區波神保町 堂
東京市神田區南神保町 店
岩 波 書
東京市京橋區橋町3丁目3番地 北 隆 館 書 店
東京市芝區南佐久間町2/4 恒 星 社
東京市日本橋區通2丁目6番地 九 善 株 式 會 社

THE ASTRONOMICAL HERALD

VOL. XXXI NO. 6

1938

June

CONTENTS

- T. Okuda and T. Simizu: On the Brightness of the Twilight. (Original)..103
- M. Notuki: On the Motion of Solar Prominences (III). (Collective Review)..107
- K. Honda: Photo-electric Cell and its Use (I). (Article)116
- Abstracts and Materials—Sky of June, 1938—Meeting of the Society