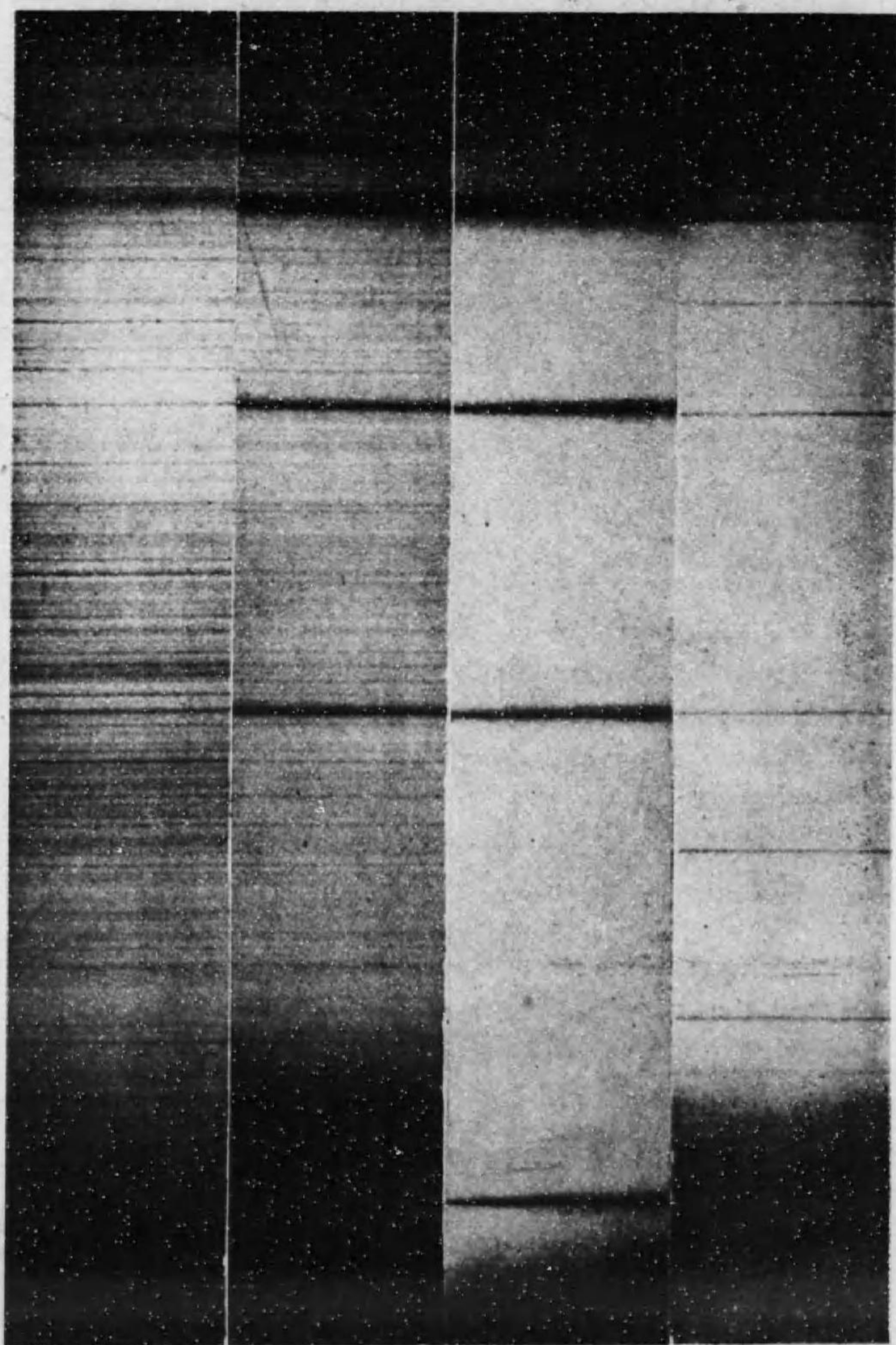


別するものである。初頭のO型のものは連続スペクトルの地の上に所々に輝線を現はすもので階級の進むに従つて漸次ヘリウムや水素の如き極軽い元素の吸収線を現はし更に進んでは漸次重い元素殊に金属元素の吸収線を増して来る。終にMに至つては化合物の吸収帯を現はすに至る。尙此七階級間を更に十階に細分し輝線スペクトルに始まつて吸収帯スペクトルに終る連続的のスペクトルスケールを作り總ての星を其スケールの何處かにあてはめるのである。斯くして設けたスケールは星の温度の高低に伴つて居ることは實際證據立てられて居る。又ウィーンの法則に據ると星は高温のもの程青味が勝り低温のものは赤味が勝るべきであるから上記のスペクトルスケールが温度のスケールと平行して居るならば其一端から他端に進むに従つて星の色は赤から次第に黄白青と變つて來ねばならないのであるが測定の結果は全く此豫想通りになつて居る。尙同型の星でも密度の大なるものと小さいものとの二種に分けられるので巨星容積大にして密度小なるものと矮星比較的容積小さく密度大なるものと別々にスペクトル級を分ける方が更に合理的である。



第三十五圖 恒星スペクトル階級  
 (1)  $\epsilon$  オリオン B級 (2)  $\alpha$  大犬 A級 (3)  $\alpha$  アルゴ F級 (4)  $\alpha$  取者 G級

以上の如く恆星のスペクトル級の進むに従つて或るスペクトル線が次第に態様を變じて行く。今或るスペクトル級例へばG<sub>0</sub>級に於て微かに現はれ始める様な一つのスペクトル線を捕へ得たとすれば、其は該線の吸収を起すやうな煽昂を受けた原子例へば單一電離の状態に在る原子の含有率が或る限界に達したことを意味するもので、若し壓力が分つて居れば斯様な含有率に達するに必要な溫度を計算することが出来る。例へば第二章五四頁第六表に就いて見ると、壓力 $10^4$ の氣壓と假定すれば40000度の所でO<sub>2+</sub>單一電離の状態に在るカルシウム原子を表はす(の含有率が稍著しくなつて居るので、スペクトル階級中でO<sub>2+</sub>に相當するHやK線の微かに現はれ始めるM<sub>0</sub>級の星の溫度は約40000度と推定される。サハは斯様にしてマグネシウムの單一電離に基づくM<sub>0</sub>の吸収線が現はれ始めるところのG<sub>0</sub>級の星の溫度を70000度と出して居る。斯様な法で求めた溫度とウィルシングがブランクの輻射則から計算した溫度とを對比するに左の如くで、可なりよく合つては居るが低溫の星程高く出過ぎる傾がある。之はサハの方法に缺陷がある爲か、ウィルシングの觀測の誤差に基因するか斷定は出來な

第十九表

星	スペクトル	ウイルソング	パー
オリオン座 ε	F <sub>0</sub>	20000°	18000°
牡牛座 p	B	14000	14000
大犬座 γ	A <sub>0</sub>	11000	12000
冠座 γ	F <sub>0</sub>	7500	9000
牛飼座 γ	G <sub>0</sub>	5000	7000
オリオン座 α	M <sub>0</sub>	3100	5000

いが、プラスチックがやはりプランクの式で太陽の温度(G<sub>0</sub>に當る)として七〇〇〇度に近い値を得て居るのから考へると一概にサハの方法が劣つて居るものとも斷じ兼ねる。唯サハの方法に於ては、考へて居る様な煽昂状態に在る原子の含有率がどれだけになつたら其線が現はれ始めるかと云ふ分界點を理論上確かに定めることが出来ない」と云ふ事が一つの缺點である。尙又考ふる元素と他元素と如何なる割合に混在して居るかと云ふことも問題になる。即ち比較的少量に存在して居る元素なら電離した原子のバセントリージが比較的小さくても線は現出

し、元素の含有量少ければ電離率がずつと進まねば之に相當する線は現はれぬと云ふやうな関係も顧慮せねばなるまい。

ファウラー、ミルンは線の將に現はれようとする點に着目するかはりに、其最強になる點を捕へる方が有利な所以を高唱して居る。兩氏は原子が中性でエレクトロンが r 番目の安定軌道まで上げられた状態にあるものの含有率(%) n<sub>r</sub> が最大となるときは、壓力 P と温度 T の間に

$$P = \frac{0.332 \sigma X_r + \frac{5}{2} k T}{b(T)} \frac{T^{\frac{5}{2}} e^{-X_r / kT}}{X_r - X_r}$$

なる關係が成立つことを證明した。但し茲に σ は振動電子の數で原子の順位數に等しく、k は常數で 1.346 × 10<sup>-16</sup> なる値を有し、X<sub>r</sub> は r 軌道に對する電離ポテンシアル、又は T k X<sub>r</sub> の函數である。で以上の式が成立つとき、r 状態から出發する振動に相當する吸收線が最強になるといふのが兩氏の理論の要領である。此式に基いてマグネシウムの 24703 なる線が最強になるスペクトル級 F<sub>3</sub> 乃至 G<sub>0</sub> の星に對し

$$P = 2.43 \times 10^{-5} \text{ 気圧 } \quad \text{の } \rho \quad T = 5000^\circ \text{ C. A.}$$

$$P = 1.58 \times 10^{-4} \quad \quad \quad T = 5500^\circ$$

$$P = 7.76 \times 10^{-4} \quad \quad \quad T = 6000^\circ$$

と云ふ結果になる。太陽即ち  $G_0$  型の星に於ては之より約一千度位低いと見ねばならぬから、壓力を  $10^{-5}$  程度と見積つて溫度は約五〇〇〇度としてよからう。今度はウィルシング等の結果と大體一致して居るが、電離論から求めた溫度は大氣の下底に近い所の溫度であつて、光球の溫度は更に遙か高いものと考へねばならない。平山博士の算出された大氣下底の溫度五二〇〇度は可なり之に近い。

電離論に據つて溫度を計算するには、壓力を如何に假定するかによつて結果に大きな相違が生ずるのは云ふ迄もないが、後章に詳記する如く太陽大氣の底部に近い所の壓力は實測理論共に  $10^{-5}$  乃至  $10^{-4}$  氣壓の程度に在ると信ぜらるゝものであるから、上記計算に用ゐた壓力は大體當を得たものと考へてよい。尙此方法は未だ應用の初期にあつて我々の要求するだけの確度を齎らし得ないが、更に其理論を練り上げると共に、一方壓力の測定が一段と精密さを加へ、又溫度に對する

感じの鋭敏なスペクトル線が発見されたなら、他の諸法を凌駕する精確度を以て太陽の溫度や其變化に關する智識を我々に供給し得る時が來るであらうと期待される。

## 二二 太陽エネルギーの源泉

前掲の太陽常數に基いて太陽面一平方糎から毎分放射するエネルギーを計算すると大約一〇〇〇〇〇〇〇カロリとなり、太陽全體の損失は

$$W = 1000000 \times 4\pi r^2$$

で、半徑  $r$  の値を約 700000 糎として計算すると

$$W = 615 \times 10^{15} \text{ カロリ}$$

となる。で今太陽の平均比重を一・四とし太陽を構成して居る物質の一瓦が一年間に失ふエネルギーを出して見ると

$$\frac{100000 \times 4\pi r^2}{3} \times (365 \times 24 \times 60) = 1.7 \text{ カロリ}$$

と云ふ値になる。

由つて、エネルギーの供給が全く無いとした場合に於ける一年間の温度低下率を

$$\Delta T = \frac{1.7}{\rho}$$

なる式で算出するに、比熱  $\rho$  が水と同じものとするれば  $\Delta T$  は  $1.7$ 、又水素と同じだと假定し  $\rho = 0.34$  とすれば  $0.51$ 、又鐵やニッケルの程度即ち  $0.1$  内外とすれば  $17$  となる。之は熱の損失を全體積に一樣に割りあてた結果であつて、實際はもつと表面近くの所に集注して行はれる筈だから、表面の冷却は右の計算よりも遙かに急でなければならぬ。

太陽の温度が毎年攝氏の  $0.1$  一度づつ冷却して行くものとするれば一萬年前には今より千度も高い温度に在つたものでなければならぬ。果して斯様な時代があつたものか否かを検討するには太陽の温度が  $\Delta T$  だけ降る結果地表の温度が何度降るかと云ふことを計算して見る必要がある。其には先づ地球大氣の輻射線に對する影響を考へて見なければならぬ。今地球大氣を無數の薄い水平(海

面に平行等質層から成るものとし、上界より  $n$  番目の層と  $n+1$  番目の層との界面を通つて下方に進入する輻射(單位時間に單位面積を垂直に通るもの、以下同様)を  $A$  とし、上方に出る輻射を  $B$  とすれば  $A$  は太陽の輻射(上層氣層の吸收擴散した残り)に依る部  $A_1$  と上方の大氣からの輻射に依る部  $A_2$  とから成り、又  $B$  は地面の輻射(下層空氣の吸收した残り)  $B_1$  と下層大氣の輻射  $B_2$  とから成るものと考へられる。之を式で表はすと

$$A = A_1 + A_2 \quad B = B_1 + B_2$$

である。で長い間の平均状態を考へる場合には地球から外へ出るエネルギーと入るエネルギーが相等しく互に釣合を保つて居る結果平均温度が略不變になつて居るものとして論じてよろしい。故に

$$A = B$$

此考へ方はサムソン Sampson、シユワルツシルト Schwarzschild、エムデン Emden、ハンフリース Humphreys 等が天體(地球も其一例)の雰圍氣中の物理的状态を考究する際に持つて來た假設であつて、今日理論天文學上重要な地歩を占めて居る觀方で

ある。

大氣及び地面は主として比較的長い波長の輻射線を放射し、之に對し  $a$  なる輻射能(吸收能)も大體同じと見る(を有し、又比較的短い波長を主とする太陽輻射に對しては  $b$  なる吸收能を有するものとする。而して各氣層の溫度(絶對)が  $T$  で其質量(單位面積上の)が  $dm$  であるとするれば  $\epsilon_1$  と  $n$  との層界から次の層界に至る間に  $A$  の變化する割合  $dA$  と  $B$  の變る割合  $dB$  は次の式で表はされる。

$$dA = -A_1 a dm - A_2 b km + b \sigma T^n dm \dots\dots\dots (I)$$

$$-dB = -B_1 k dm - B_2 b km + b \sigma T^n dm \dots\dots\dots (II)$$

但し茲での  $\sigma$  はステファン・ボルツマンの輻射法則の常數である。此の兩式から  $dA + dB = (-A_1 a - A_2 b + B_1 b + B_2 b) dm \dots\dots\dots (III)$  なる式が出る。

又一方で一の層界から次の界に至る間に  $A_1$  の減じ方は  $A_1$  と  $dm$  とに比例し

$$-dA_1 = A_1 a dm$$

で表はされるから、之を積分し

$$A_1 = I_1 e^{-am} \dots\dots\dots (IV)$$

茲に  $I_1$  は  $\approx 0$  即ち地球表面に受ける太陽輻射であつて、今其値を概算するに、單位時間に地球全體が受ける太陽熱は太陽常數を  $J_0$ 、地球半徑を  $R$  とすると

$$R^2 \pi J_0$$

で表はされるから、平均に於て單位面積に毎分

$$\frac{R^2 \pi J_0}{4\pi R^2} = \frac{J_0}{4}$$

だけの輻射を受けて居る勘定になるのであるが、アボット、ファウル等の計算に據ると雲や空氣中の種々の物に反射されたり吸収されたりする結果地面に達する太陽熱は最初の量の 63% になるさうだから

$$I_1 = \frac{0.63 J_0}{4} = 0.18 J_0$$

とせねばならぬ。

そこで前の (III) の方程式と輻射平衡の假定から

$2dA = I_1 e^{-am} (b-a) dm$   
 之を積分して

$$A = \frac{I_1}{2a} \left[ a + b - (b-a)e^{-am} \right] \dots \dots \dots (V)$$

(D)(IV)(V)の三式から

$$\sigma T^4 = \frac{I_1}{2} \left[ 1 + \frac{b}{a} - e^{-am} \left( \frac{b}{a} - \frac{a}{b} \right) \right]$$

此式に依り  $a$   $b$  及び  $m$  に適當な値を入れれば氣層の溫度  $T$  が計算される。アボット等の計算に據ると

$$a = 0.105 \quad b = 2.30$$

とある。又  $am$  は可なり小さいものだから

$$e^{-am} = 1 - am$$

と置き前に出した  $I_1$  の値を用ゐて上の式を書換へると

$$\sigma T^4 = \frac{0.63}{8} J_0 \left[ 1 + mb + \frac{a}{b} (1 - am) \right]$$

となり、地面では  $m=1$  だから

$$\sigma T^4 = \frac{0.63}{8} J_0 \left[ 1 + b + \frac{a}{b} (1 - a) \right]$$

之に前記の  $a$  の値及び  $b$  の値を入れて計算すると

$$T^4 = 34.62 \times 10^8 J_0$$

$J_0$  にアボットの測定値  $1.93$  を入れて  $T$  を出すと

$$T = 28.5^\circ \text{ Abs}$$

即ち攝氏の十二度となり略地球上の空氣の平均溫度と一致して居る。

今若し太陽の有效溫度を六千度とし、現在より一千度高い場合の太陽常數を出して見ると凡そ  $3.57$  となる。而して之に相當する地上空氣の溫度を右の式で算出すると  $333^\circ \text{ A}$  即ち攝氏六〇度になり、到底現在地上に見る如き高等動物の生息に堪へない高溫である。之を以て見るに太陽の冷却率は年々百分の一度にも及ばない緩徐なものでなければならぬ。茲に於て太陽の冷却が如何にして阻まれて居るか、即ち何處からエネルギーの補給を得て居るかが問題となる。

ニュートンは太陽熱が彗星の落下に依つて發生するものだらうと考へた。然し我々の観測圈内に入つて來る彗星の數から推して、左程多數の彗星が絶えず太陽面に衝突して熱の補給に當つて居るものとは考へられない。唯時折の闖入者に依つて熱度が一時異常の昇騰を見るに過ぎまい。

マイヤー R. Mayer は彗星に代ふるに流星群を以てした。地球の引力で大氣中に突入し來る微小天體は空氣の抵抗で其運動を阻止され、運動のエネルギーを熱に變じ光輝を放つて流星と稱する現象を呈する。其數は地球全部に互つて通算すると一日間でも數千萬の多數に上るだらう。這の流星なるものは幾組かの群を形成して太陽を焦點とする橢圓軌道を書いて運行して居ることも観測で實證され、其軌道の測定された群の數も可なりの多數に上つて居るのであるから、太陽の面に絶えず無數の流星が突入しつゝあつて熱の發生を促して居ると想像することは無理のない見解である。處がかくして發生する熱量が輻射に依る消散を補ふに足るや否やは疑問である。

今流星落下のため生ずる熱量を概算するに、太陽の半徑を R、質量を M とし、其表

面から一瓦の物體を h の高さに持上げるに要する仕事は

$$E = \int_0^{R+h} \frac{k^2 M}{r^2} dr = k^2 M \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{R+h} \right)$$

但し k は重力の常數である。で h が非常に大きいときは第二項を略し

$$E = \frac{k^2 M}{R} = \text{表面重力} \times R$$

となる。此「仕事」は非常に遠い所から一瓦の物體が太陽面に引力で落ちて來た際に獲得する運動エネルギーに等しいもので、若し運動が阻止されれば之だけのエネルギーが熱に轉換さるべきものである。太陽面での重力は地面に於ける値  $g = 980.6$  厘(秒<sup>2</sup>) の約二十八倍で R は  $696 \times 10^8$  釐だから

$$E = 980.6 \times 28 \times 696 \times 10^8 = \text{ルカ}$$

$$= 1911 \times 10^{13} = \text{ルカ}$$

で、之をカロリで表はすには  $4.18 \times 10^7 = \text{ルカ}$  で除し凡そ  $46 \times 10^6$  カロリとなる。之が一瓦の流星が太陽に落下した際發生する熱量である。前に掲げた毎分一平方厘



から放散する輻射量 $10^6$ カロリを補ふ爲には流星は一平方糎の上に毎分 $1/400$ 瓦の割合で落下せねばならない。之を一年間に積むると約一基瓦になり、太陽面全體に通算すると

$$4\pi R^2 \text{基瓦} = 4 \times 3.14 \times 696^2 \times 10^{10} \div 6 \times 10^{22} \text{基瓦}$$

となる。之は大凡地球の質量の百分の一に當り、現在の太陽質量が地球の332800倍であるから $3 \times 10^{-9} \%$ の増加である。

太陽の質量は果して斯様に著しく増加しつゝあるだらうか、其證跡を探求するには間接的方法に依るの外ない。其は太陽の引力で其周圍を運行する惑星の運動に着目するのである。大體の見當をつけるには惑星の軌道を圓形と見てよい。で地球の運動に就いて考へるに其軌道半徑を $r$ 、公轉速度を $V$ とすれば、太陽引力に依る加速度は

$$f = \frac{V^2}{r}$$

$T$ を公轉週期とすれば

$$V = \frac{2\pi r}{T}$$

であるから

$$f = \frac{4\pi^2 r}{T^2}$$

となる。然るに一面に於て太陽の地球に及ぼす重力から考へるに

$$f = \frac{k^2 M}{r^2}$$

此最後の二式から

$$T^2 = \frac{2\pi r^3}{k^2 M}$$

即ち公轉週期は太陽質量の平方根に反比例する。故に毎年の質量増加を $\delta M$ 、之に伴ふ週期の短縮を $-\delta T$ とすれば

$$\frac{T}{T + \delta T} = \sqrt{\frac{M + \delta M}{M}}$$

故に

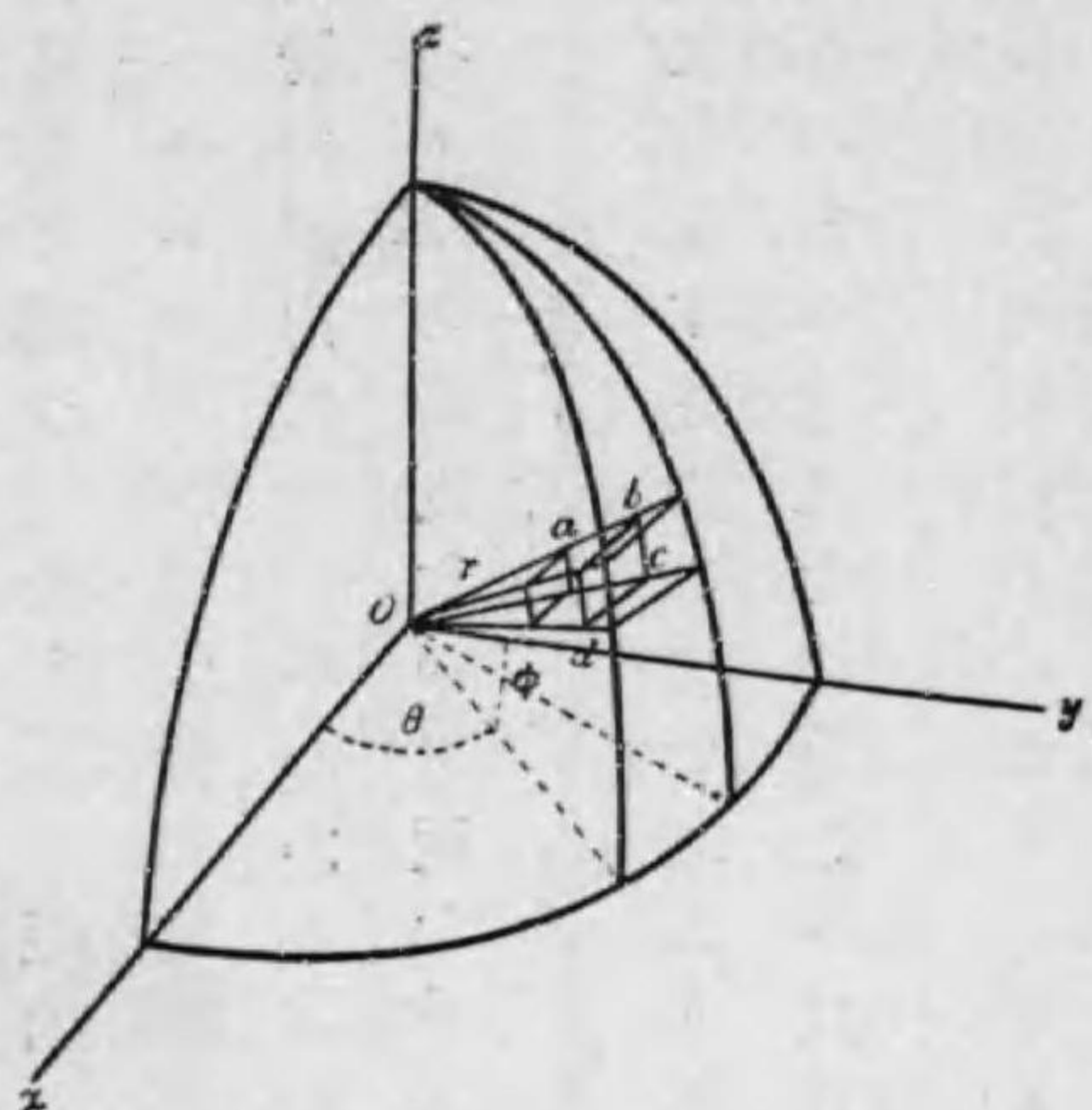
$$1 + \frac{\delta T}{T} = 1 - \frac{1}{2} \frac{\delta M}{M}$$

$$\delta T = -\frac{1}{2} \frac{\delta M}{M} \times 365 \times 24 \times 60 \times 60 \text{ 秒}$$

$\frac{\delta M}{M}$  に前記の値  $3 \times 10^{-8}$  を入れて計算すると  $\delta T$  は大約  $0.5$  秒となる。即ち流星の落下で太陽熱が補給されて居るものとすれば一年の長さが半秒づゝ短縮して行かなければならないのである。然るに精密な観測の結果に據るも斯様な変化は全然認められない。たとへ変化あるも其は百年間に半秒を出ない微かなものだとされて居る。斯様な次第で流星落下が太陽熱の主要源泉だとする學説は首肯することが出来ない。

流星落下説に次いで現はれたのは一八五四年ヘルムホルツ H. Helmholtz が提唱した収縮説である。物質が太陽中心に向つて引寄せられて行くためにエネルギーが熱になると云ふ原則に於ては流星説と異ならない。唯前説の如くエネルギーを外界の物質に求めず太陽を構成する物質其自身の「落下」作用に歸した點が異なるのである。太陽を構成する流動物質は重力の爲次第に中心に引寄せられ太陽は

全體として段々収縮して密度が増して行く。其結果熱が発生すると云ふのである。即ち外の方に在つて大きな「位置エネルギー」を有つた物質が中の方に入つて来て「位置エネルギー」を減じ其差額が熱に變形する。輻射で冷却した物質が沈下して収縮を起し、其結果熱が出る。之は冷却が昇温を來すと云ふ一見矛盾した過程であつて恰も熱した空氣が昇騰して断熱膨脹の結果却つて前より低温となる



第三十六圖 極座標

のと似寄つた現象である。輻射の結果収縮をおこすといふことは、放射のため少しだけ冷えた結果瓦斯の張力が減じ、以前張力と重力と釣合つて沈下を阻止されて居たものが釣合を失つて落下し始むると云ふやうに考へたら理解し易からう。此關係を數量的に吟味するには正式にやると瓦斯力學の方程式から出發し、之に各種の要件を加味して複雑な解析を行はねばならぬのだが、茲には單

に略法を採つて此方面の理論の半面を窺ふに止める。

(二九) ヘルムホルツは太陽を均質な瓦斯球と見て、其質量を  $M_0$ 、半徑を  $R_0$ 、密度を  $\sigma$  とし、太陽の體内に於て中心から  $R$  の距離に  $dM$  なる質量の一小部分を考へ、第三十六圖に據り  $dM$  の緯度を  $\varphi$ 、經度を  $\theta$  とすれば

$$dM = \sigma ab \sin \theta d\theta = \sigma R^2 \cos \theta d\theta d\varphi$$

$dM$  に作用する力の中で之より外の方の部の引力は全體としては互に釣合つて居るものだから之を控除し、 $R$  以内の引力だけを考へればよい。で半徑  $R$  の薄層の質量は

$$dM_s = \iint dM = \sigma R^2 dR \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos \theta d\theta d\varphi$$

で表はされ、之を計算すると

$$dM_s = 4\pi\sigma R^2 dR$$

此層を  $dR$  だけ内方に引寄せるときに爲さるゝ「仕事」は

$$dW_s = -dM_s \frac{k^2 M}{R^2} dR$$

(沈下に際して壓縮のおこることを閑却し、又各層が其儘半徑を短縮するやうに考へたのはいけないことだが問題を簡單にするため止むを得ぬ手段である。)

此薄層が中心より  $CR$  の距離から  $R$  の所まで收縮する際に爲さるゝ「仕事」は

$$W_s = \int_{CR}^R dW_s = k^2 \frac{C-1}{C} \frac{M}{R} dM_s$$

斯様な「仕事」が各層に就いて爲さるゝので、之を全體積に通じて集めると太陽が  $CR_0$  の半徑から  $R_0$  の半徑迄收縮する間に重力が全體の物質に對して爲した「仕事」の總量が得られる。即ち

$$W = k^2 \frac{C-1}{C} \int_0^{R_0} \frac{M}{R} dM_s$$

之れに  $M = \frac{4}{3}\pi\sigma R^3$  と前記の  $dM_s$  の値を入れると

$$W = \frac{16}{15} \pi^2 \sigma^2 k^2 \frac{C-1}{C} R_0^5$$

となり、更に

$$\frac{4\pi\sigma R_0^3}{3} = M,$$

とあけば

$$W = \frac{3}{5} k^2 \frac{C-1}{C} \frac{M_0^2}{R_0}$$

となる。rを地球の半径、mを質量とすれば

$$g = \frac{k^2 m}{r^2}$$

此式からrを求めて前式に入れると

$$W = \frac{3}{5} g \frac{C-1}{C} \frac{r^2}{R_0} \frac{M_0^2}{m}$$

前記の値

$$m = 5.984 \times 10^{27} \text{ 克}$$

$$M_0 = 1.990 \times 10^{33} \text{ 克}$$

$$g = 980.6 \text{ 割(秒)}^2$$

$$r = 6370 \times 10^3 \text{ 割}$$

$$R_0 = 696 \times 10^8 \text{ 割}$$

を用ゐて右式に依りWを計算すると

$$W = 2.271 \times 10^{48} \frac{C-1}{C} \text{ ジュール}$$

之をカロリに直ほすと

$$W = \frac{2.271 \times 10^{48}}{4.18 \times 10^7} \frac{C-1}{C} = 5.433 \times 10^{40} \frac{C-1}{C} \text{ カロリ}$$

太陽全體の温度を一度高めるには

$$cM_0 \text{ カロリ} = 1.990 \times 10^{33} c \text{ カロリ}$$

の熱が要るから収縮の爲に起る温度の上昇は

$$\Delta T = \frac{W}{cM_0} = 2.736 \times 10^7 \frac{c(C-1)}{C}$$

若し太陽が海王星の軌道位(半徑  $4500 \times 10^6$  米)の大きさから収縮して今日の大きさになつたものとすれば  $C = 6429$  となり、更に比熱  $c$  を水と等しいものと假定すれば温度の上昇は

$$\Delta T = \frac{2.736 \times 10^7 \times 6428}{6429} \\ = 2.736 \times 10^7 \text{ 度}$$

となる。

之で見ると太陽が非常に廣大な體積から常に均質で居ながら収縮して來たものとすれば、攝氏の二千七百萬度だけ温度が高まり得るので、莫大な輻射エネルギーの消失を補うて餘りあるやうに思はれるが、此説に對しては別の方面から種々の非難が加へられる。

前記の如く太陽が現在の割合で放射を續けて居ながら熱の補給なければ毎年一七度づゝ温度が下り(比熱を水と同じものとし)之が収縮に依つて補はるゝものとすれば右記最後の式中に

$$\Delta T = 1.7$$

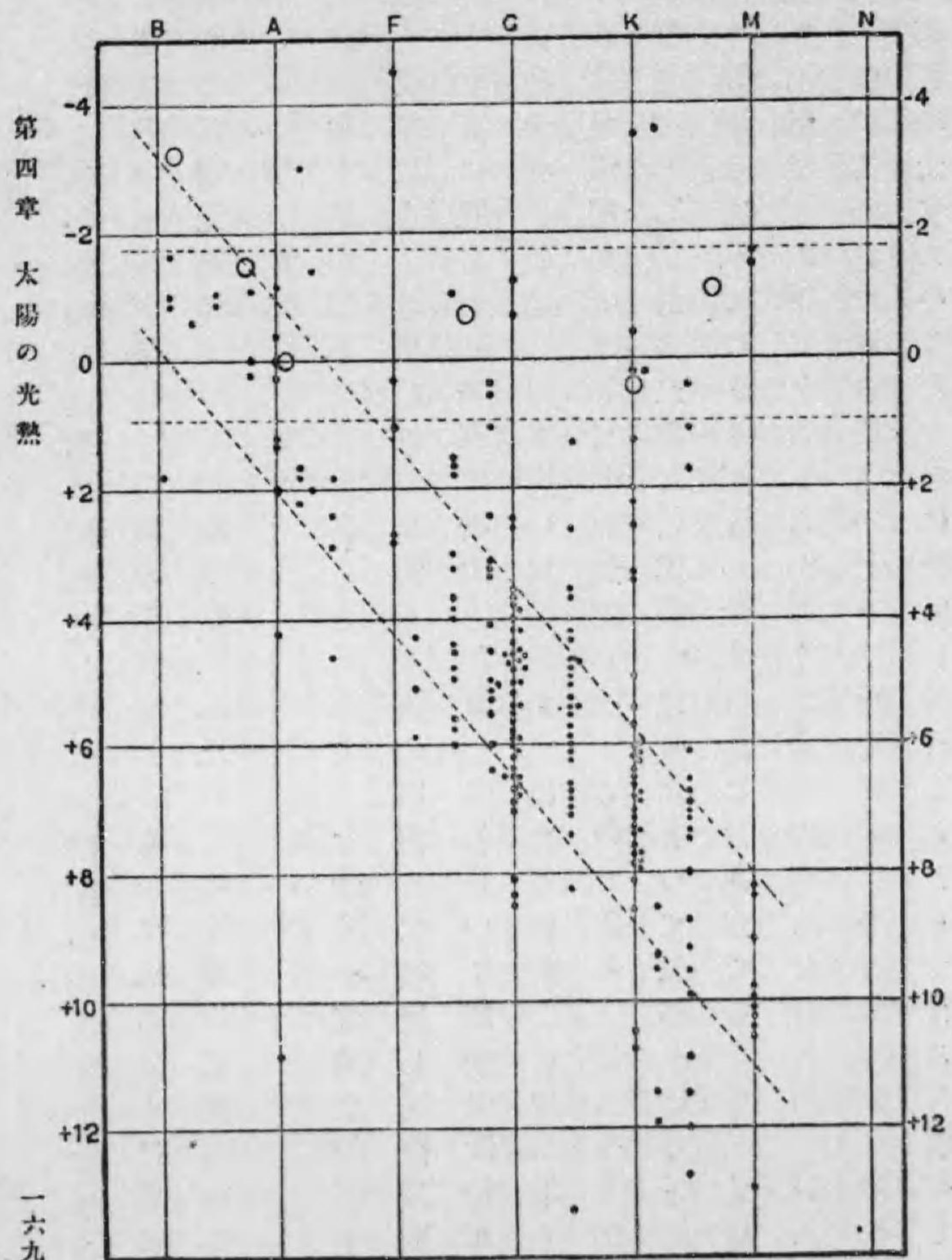
とおいて  $C$  を求めると

$$C = 1 + 6.212 \times 10^{-8}$$

となる。之を太陽の視直徑 ( $1920''$ ) に割りあてると一年間に凡そ  $0''.0001$  だけ短縮することになる。

實際に斯の程度の短縮があるか否かは現在の觀測法と今迄の年限では檢出することが出來ぬけれども、事實収縮といふプロセスが輻射で失はるゝ熱の補給に可なり重要な役目を演じて居ることは恆星發展の過程の上に其形跡を指摘することが出来る。もし収縮が天體の發展上主要な役目をつとめるものとすれば、初めに廣漠たる體積を有する稀薄な天體は次第に輻射によつて冷却する結果収縮して温度を高め、遂に密度が十分大きくなり収縮によつて十分熱の補給が出來なくなるゝと温度が低下し始め、終には小さい冷閑な死塊となつて空間をさまよふに至る道理である。天體の發展が斯様な過程をとることは其のスペクトル階級若くは色指數(温度に伴つて居る)と絶對光度若くは密度との關係に據り疑ふことが

出来ない。絶対光度とは視差  $0''.1$  即ち地球の軌道を之に垂直に眺めたとき  $0''.1$  の角度に見えるだけの距離光の速度で三十二年を要し、三十二光年の距離と云ふに引直ほした星等級であつて、之は「光の強さは距離の二乗に反比例する」と云ふ原則に據り星の實視等級と實測距離とから容易に算出され、距離に關係のない眞實の光度其物を表はすものである。でスペクトル階級と絶対光度とを縦横の座標にとつて其關係を星毎に點々で圖に置いて見ると左の如き點群の集團を形作つて居る。即ち圖の上部に二線で界した水平の帯内に含まるゝ第一群と、此帯と左端上部で交叉し斜に右下に貫通して居る帯内に配列さるゝ第二群とに分れて居る。第一群の星はM級からB級迄絶対等級が略  $0$  といふ一定の値を保つて居るが、第二群の星はM級の十等よりB級の  $0$  等迄次第に一萬倍に光度を増して居るので、兩群の星はM級に於て一萬倍の光差を有し  $KGF\dots$  と進むに従つて其差を減じ、Aに至つて融合して居る。故にM級の星が兩群共同じ温度、従つて同程度の表面光輝を有するものとすれば、表面の廣さが一方は他の一萬倍、従つて又半徑は百倍の割合を有して居なければならぬ。  $KQ\dots$  等に於ては此差は大分少くな



第三十七圖 恆星絕對光度とスペクトル階級

るが、やはり第一群の星は第二群に比し遙かに體積の大きな星であると云へる。圖に現はれた關係が果して體積の關係を語るものであることは別に密度測定の便宜ある食變光星によつて檢證され、又二三の星の直徑の實測からも確められ争はれない事實と認められる。

以上の如く星が二系統に分れると云ふことを最も合理的に説明するには、前記の如く收縮によりM級の低温星からB級の高温星に發展し、其間表面積の減少と温度の増高に基く表面光輝の増大と相互消殺し合つて絶対光度級が略一定に保たれ、以後十分に收縮して瓦斯の法則があてはまらぬ位に密度が増すと、補熱が不足する結果温度が低下して表面光輝が減るのであると云ふやうに考へるのが一番無難である。この二帯をば連續した時によつて結びつけると云ふことはいくらも勝手な方法ではあるが、蓋し最も自然な行き方であらう。又其發端が圖の右上から始まり右下にをさまるか若くは其逆の徑路を取るかと云ふことも一徹に決し兼ねる問題で、或る學者の如きは輻射壓の作用を適當に見積れば星の體積が次第に増大するやうな方向に發展して行くこともできると唱へて居るやうな

次第であるが、今上に考へた様な順序——收縮——に經過するものとする方が現在一般に信じられて居る物理學上の諸法則に背悖する所が少い。

因に我太陽はG型の恆星に屬し、其密度から云ふと上記の收縮過程の半を過ぎ既に矮星の時代に入つた中老年の恆星と目されて居る。

以上の如く恆星發展の過程中には收縮によつて熱の發生を助けて居る形跡が甚だ濃厚であるが、それは同一星の生涯を追跡して、分つた時限の間に於ける體積の變化を檢出し、其が前に計算した程度のものとなるや否やを確めたのでない以上は、太陽エネルギーの補給が主として收縮に依るや否やの判斷に對して左程有力な材料とも思はれない。

收縮説によつて太陽熱の補給を説明することが地質學上の事實と矛盾しないか？ ジョリー(Jouly)は現在海水中に含まる、鹽が全部陸地から流出したものと、一年間の流出量を基にして流出年數を大約  $8 \times 10^6$  年と出して居る。もしずつと以前には流出量が今より多かつたものとすれば年數は幾らか短くなるが結果は大體同程度のものである。又地層の一年間に沈積する割合と全體の厚みとから

其年代を計算すると  $10 \times 10^7$  年(一億年)となり鹽分から出したものと同程度である。太陽が現在の割合で熱を放射して居たものとすれば、收縮だけでは熱の補給が  $10^7 \times 10^7$  年(二千萬年)以上は續かない理であるが、若し放射率がずつと前には今よりも餘程緩漫なものであつたとすれば有効年限はこの數倍に延びるであらうから地質學上の結論と格別の矛盾を來さない。

然るに茲に收縮説に甚だ不利な事實がある。ウラン Uranium と稱する元素があるが、此元素は崩壊するとラヂウム Radium、鉛、ヘリウム Helium 等が出来る。今其成生の速度を知り現在ウラン礦中に含まれる之等成生物の量に基いて其年齢を算出すると數億萬年に達するので、地球が其初太陽の一部であつたものとすれば太陽の年齢は更に一段と大なるものでなくてはならない。而して近代の恆星發展論に従ふと太陽の全輻射が太古に於て現在よりも著しく弱かつたものと考ふることが出来ないのであるから、到底收縮に依る熱の補給だけで足るわけがない。一部學者間には化學的變化に伴ひて發生するエネルギーが太陽の輻射による損失を補ひ得るだらうと考へる者があるけれども、此種のエネルギーも大したもの

ではない。今假に太陽が全部炭素から成るとして酸素との結合により炭酸瓦斯になるものとするも(一瓦に就き八千カロリーの熱を出す)太陽熱の補給に對しては僅か四千年間の壽命を支へ得るに過ぎない。化合物は或る臨界點以上の温度では存在することが出来ぬ故化合物が起るとすれば其成生物は太陽の表面になければならないが、或る限局された部分の外は化合物に特有な閾帶スペクトルを示さないので見ると、化合が左程盛に行はれつゝあるものとは思はれない。尤も矮星の時代に入らぬずつと以前温度の低かつた時分に於ては或は化合が旺盛であつたかも知れぬが、それにしても前記の長遠な年數の大部分が巨星時代であつたと云ふ假定をおかなければエネルギーの補給は説明することが出来ない。然らば其反對に分子の崩壊して原子になる際に發生する熱を考へたらどうかといふに、其分量を計算すると例へば水素の分子  $H_2$  が原子  $2H$  になる際に出す熱は一瓦毎に 38500 カロリーで、左程有力なものではない。又或種の物質は化合に際し反つて熱を吸収するものがある。例へば炭素と窒素と化合して  $C_2N_2$  になる際 71000 カロリー、又窒素と硫黄で  $NS$  になるときは 31900 カロリーの熱を一瓦分子毎に吸収



する。斯様な物質の化合には高温が好都合である。アレニウス <sup>(10)</sup> S. Arrhenius は太陽の内部に於ては此種の化學作用が行はれ解離したものと化合したものと間に一種の化學平衡が成立つて居ると考へた。即ち温度が昇ると熱を吸収して化合物が増し冷ると熱を出して化合物が減ずる。アレニウスは此際熱の發生量を温度に比例するものとし、太陽内部のずつと高温の部分では化學作用によつて前記炭素酸素の化合熱に幾萬倍する熱の發生を見ることも不可能でなく、之に依つて幾千萬年の間現在に劣らぬエネルギーを放つて居ることが出来ると思へて居るが、現今の觀測や理論からしては太陽内部の状態や數萬度にも上る高温度に於ける物質の特性に就いて確かな智識を有せぬ我々はアレニウスの考を検證する道がないので、たゞ一つの大膽な假設として一考を拂ふに止めねばならない。又收縮中の瓦斯球の内部で斯様な過程の行はれることが可能なりや否やも可なり議論の餘地があらう。

次に擧ぐべきは太陽熱を原子の崩壊に依るエネルギーの發散に歸する學說である。ウラニウム、ラヂウム、アクチニウム、トリウム等の原子が $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$ の三種の放射線を發しつゝ漸次低位の元素に變じて行く(中間成生物を経て)ことはベツケレル Bequerel、キュリー Curie 等の發見に次いでラムゼー W. Ramsay、ソディ E. Soddy、ラザーフアード Rutherford、ファジャンス Fajans 等の研究で明かにされた事柄であつて實驗の結果之等放射線の性體は電氣を帯びた微粒子が非常の高速で飛動して居るものと云ふことも確められて居るのである。この $\alpha$ 粒子なるものは一つの正電氣心核の周圍に二つの電子の週轉しつゝあるところのヘリウム原子が電子を失ひて正電氣心核のみとなつたもので、其荷電は  $E = 2.4 \times 10^{-10}$  靜電單位で殆ど  $2e$  に等しく、又荷電と質量の比は  $\frac{m}{E} = 1.97 \times 10^{-11}$  なる故其質量は約  $m = 6.46 \times 10^{-24}$  である。而して純粹なラヂウムから出る $\alpha$ 線の初速度は  $V_0 = 1.6 \times 10^9$  厘米、ラヂウムCと稱する種類のものに就いての値に達する。又 $\beta$ 線は陰極線と同一物で $\beta$ 粒子は即ち負荷電を有せる電子に外ならぬ。其速度は  $3.36 \times 10^{10}$  乃至  $3.63 \times 10^{10}$  厘米、質量は  $8.8 \times 10^{-28}$  である。と算出されて居る。 $\gamma$ 線は $\beta$ 線のために誘發された輻射線で、最短波のレントゲン線(X線)より更に短い波長を有するものであるからして非常な透過力がある。斯様な放射線を出すものは常に上記數種の物質に限らず、

ルビディウム Rubidium やカリウム Kalium の如きも可なりの放射能を有し、其他の物質でも微力ながら同様の性質を有するものが多いであらうと思はれるが、世に知られて居ないのは恐らく崩壊の速度が遅い爲現今の測定法では検出されぬのであらう。放射能物質の有する原子崩壊の現象は一般の元素に通有な性質で、ただ其程度を異にするものと見て不都合はないのである。尙如何なる機巧に依つて斯様な現象を起すかと云ふことは茲に立入つて論議する暇なきも、要するにエネルギーを放射する結果として心核内に起つた不安定状態のために急激な變動を起して心核エレクトロン(負電粒)の若干を衝き放し、又一面では平衡を恢復する過程として正電 $\alpha$ 粒子の放出となり、其結果負電子 $\beta$ がやはり縛を脱して放出される。斯くして平衡が恢復され復び次の不安定状態が起るに及んで同様の過程を繰り返すものであらう。

以上の如く放射粒子は絶大な高速度を有つて居る故に其運動エネルギーは非常に大きなもので、衝壁に會すれば相應の仕事を爲して熱の發生を促すに相違ない。デューウォール Dewart のフラスクにラヂウムを容れて置くと其温度が周圍に比

し五度も高くなると云ふのは $\alpha$ 線のエネルギーが熱に變ずる爲である。キュリーの研究に據ると一瓦のラヂウムは毎時一三八カロリーの熱を發生し、一年には百萬カロリーのエネルギーを出す勘定になる。又一瓦のラヂウムが崩壊の全過程を完了して鉛になつてしまふ迄に出すエネルギーは $4 \times 10^8$ カロリーの半噸の石炭を燃焼するに匹敵する。故に若し太陽に相當なラヂウム含有量があれば、前に掲げたやうな一瓦よりの毎年の放射熱「カロリーの如きは補うて餘りあるものと思はれる。それには一立方米に三六瓦のラヂウムがあれば十分である(ウィルソン W. E. Wilson の計算)。太陽にラヂウムの存在するといふことは今の所では分光器的觀測に依つて否定されて居るけれども、原子量の大きいため内部に沈下して居るものとも見られ、又ウラニウム、トリウムの如き物質の太陽に存在する形跡があるのと、ヘリウムなどが太陽上層のスペクトルに顯著に現はれるところを見ると、其母體たるラヂウムの存在を肯定し度くなつて來る。ウラニウムの發熱量はラヂウムには劣るが、マイヤー及びシュワイダー Schweider の研究に據ると、此元素一瓦から毎秒  $2.5 \times 10^{-8}$ カロリーのエネルギーを出すさうだから、一年間に通

算すると〇・八一カロリになり、損失の約半分は之で補ふことが出来る。何れにしても之等元素の含有量が分らなければ何とも斷案を下し兼ねる。尙ラヂウムが太陽内部に於ける如き高温度に於ても實驗室内に見るやうな特質を具ふるや否やも疑問とせねばならない。更にラヂウム説の大きな弱點は其エネルギー放散量が凡そ一七五〇年で半減すること、數百萬年の後には極めて不活潑なものとなつてしまふのであるからして、永久の補熱には役立たない。之に反してウラニウムは $5 \times 10^9$ 年で活力が半減するので非常に永い間殆ど不變の活力を以てエネルギーを出し、トリウムは更に壽命が永い故、ラヂウムよりは寧ろ之等二者に望を屬すべきであらう。

更に一步進んでは、太陽内部の如き非常な高温度、高壓力に於ては、エレクトロンの衝突激甚を極むる結果、質量が「エネルギー」に變換し去ることがあるだらうと云ふ様な大膽な假設をさへ持出す者がある。エディントン Eddington の有名な恆星内部の構造に關する議論などでも一定の質量から常に一定のエネルギーを成生して居ると云ふ假定を用ゐて觀測の結果とよく一致するやうな結論を得て居る。

ヘリウム原子の心核の質量は酸素のH<sub>2</sub>Oを標準とすればH<sub>2</sub>Oであることが知られて居るが、一面這の心核は水素心核が四つと電子が二つ結合して成立つて居ることが確實らしい故、ヘリウム心核の質量は4H<sub>2</sub>Oとなるべきである。此差異を如何にして説明することが出来るかといふに、質量とエネルギーとは不可分のものであるといふ輓近の學説を利用し、水素心核が結合してヘリウム心核となる際に多量のエネルギーが「輻射」の形で逸出する結果質量の減少を來すと見るのである。計算の結果一瓦のヘリウムの出來るために出るエネルギーは一瓦のラヂウムの崩壊して出るエネルギーよりも多いと云ふことである。又一磅のヘリウムの出來る際に發散するエネルギーは八千噸の純良石炭を燃やして得らるゝエネルギーと同等だと云ふ。然しながらヘリウム心核が水素心核の凝集だと云ふことは未だ實驗的の確證を経た事實でないから之に太陽熱の淵源を求むる學説もやはり大膽な一假設として判定を將來に待つべきものである。

太陽の質量がエネルギーに轉換する結果として莫大な放射熱量の補給が出来るものとすれば、其質量は長い間には次第に減少しなければならぬが其はやは

り前に述べたやうな次第で實地に檢證することが出来ない。たゞ可能な一方法としては統計的に恆星發展の過程中に之を検出する一途あるのみであらう。即ち老年星である矮星が概して若年星たる巨星よりも小質量のものであるか否かと云ふことが分ればやがて其が輻射に伴ふ質量減消の問題に一半の檢證となるかと考へられる。星の質量を推定する道は其運動に依る外にない。スペクトル線の偏移を觀測して星の運動の視線分速度を求め(後章參照)之から太陽及び地球の運動を引去つて星其自身の運動のみに直ほしたものに就いてカプタイン Kapteyn、アダムス Adams、シエトレンベルク Strömberg が統計をとつた結果は同じスペクトル級の内では絶対光度小なるもの程速度が大きく出る。例へばシエトレンベルクがK級星に就いて得た結果は左の通りである。

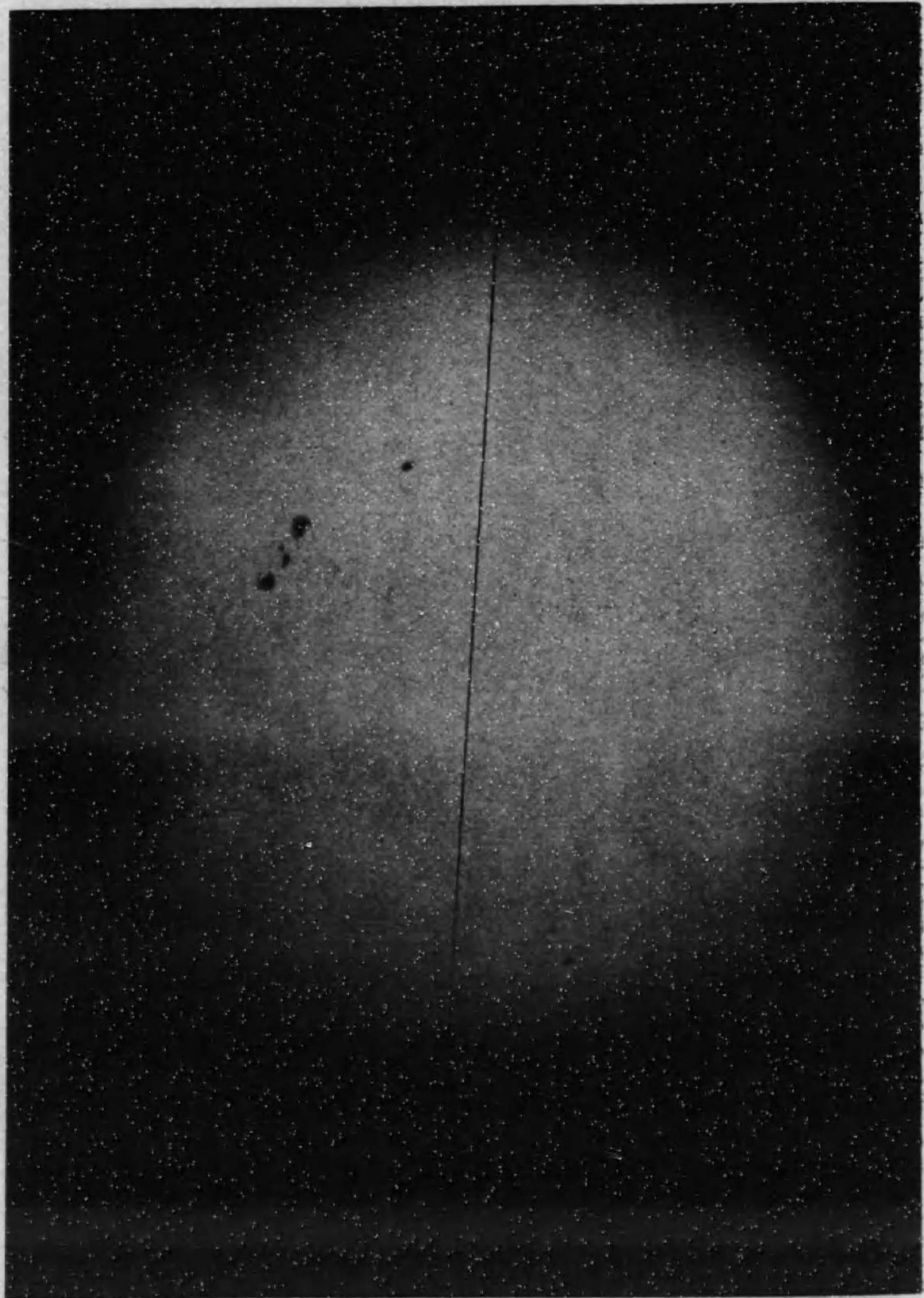
第二十表

絶対光度	視線速度	計上星数
>0.9	13.5	124
1.0-0.9	16.5	251
2.0-4.9	21.0	107
<5.0	27.0	78

絶対光度の弱いと云ふことを星の年齢が進んで光輝の衰へたものと解すれば、上表の如き結果は星が年を経ると共に質量を減ずることを意味するやにも考へられるが、一面に於て絶

對光度の弱い星は平均して質量の小さいものであり、又質量の小さい星が早く光輝の衰へ勝であることから考へると上表の結果は強ちに年齢と質量の關係を示すものと云へない。同じ絶対光度の星に就いてスペクトル級別に視線速度を統計して見るとKMの老年星はFGの少年星よりも一基米近く速度が早いと云ふことは年齢と共に質量の小さくなることを語るもののやうに考へられぬでもないが、質量の變化とは別に單に年を経ると云ふことのみで速度の増加することも可能だから運動のみで質量變化の判斷を下すのは早計であらう。とまれスペクトル絶対光度間の關係は年齢其物を表示しないと云ふ點が斯くの如き推論に甚だ不都合な事柄であるが「星流」全系の星は若干のまとまつた「流れ」に分屬せしめられる。しかも其が螺旋狀に流れる形跡があると迄云ふ者も居る中に於ける星の地位等が次第に分明になり、又原始星雲から螺旋狀に星が生れ出たと云ふジョーンズ等の新星雲説に基き且大體生成の順に今でも列んで居ると云ふやうな假定を置いて論を進めたら、年齢其物に一種の手掛が得られる時期が來るであらうと考へる。質量エネルギーの相互轉換と云ふやうな物理學上の根本問題の天文學的

檢證が現實の問題として取扱はれる日は恐らく遠いことではなからう。  
要するに太陽熱の源泉は其大部分を原子の内部に求めねばをさまりがつきさ  
うもないのであるが我々現今の智識では未だ容易に其祕密の扉を開くに由ない  
のである。



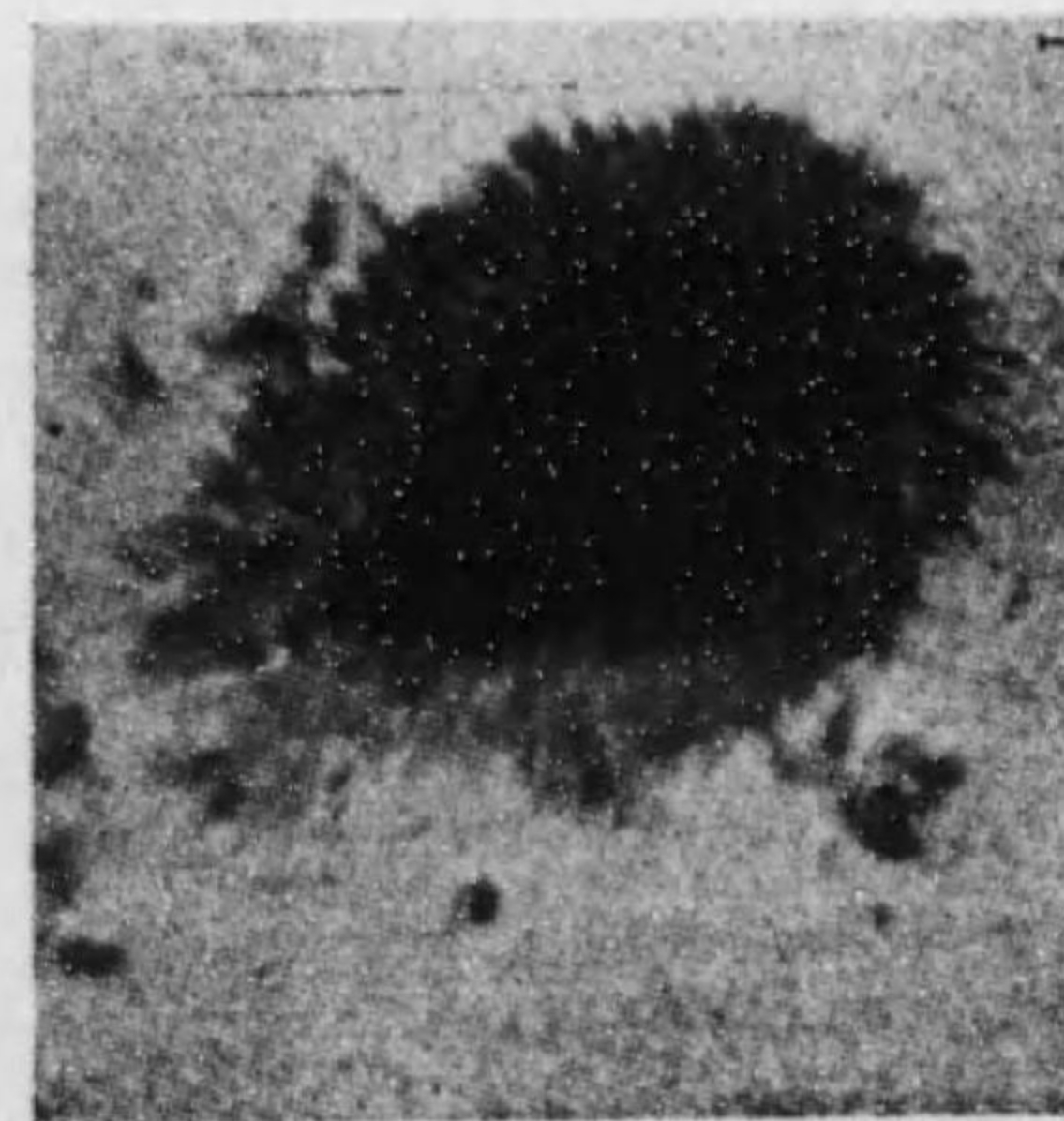
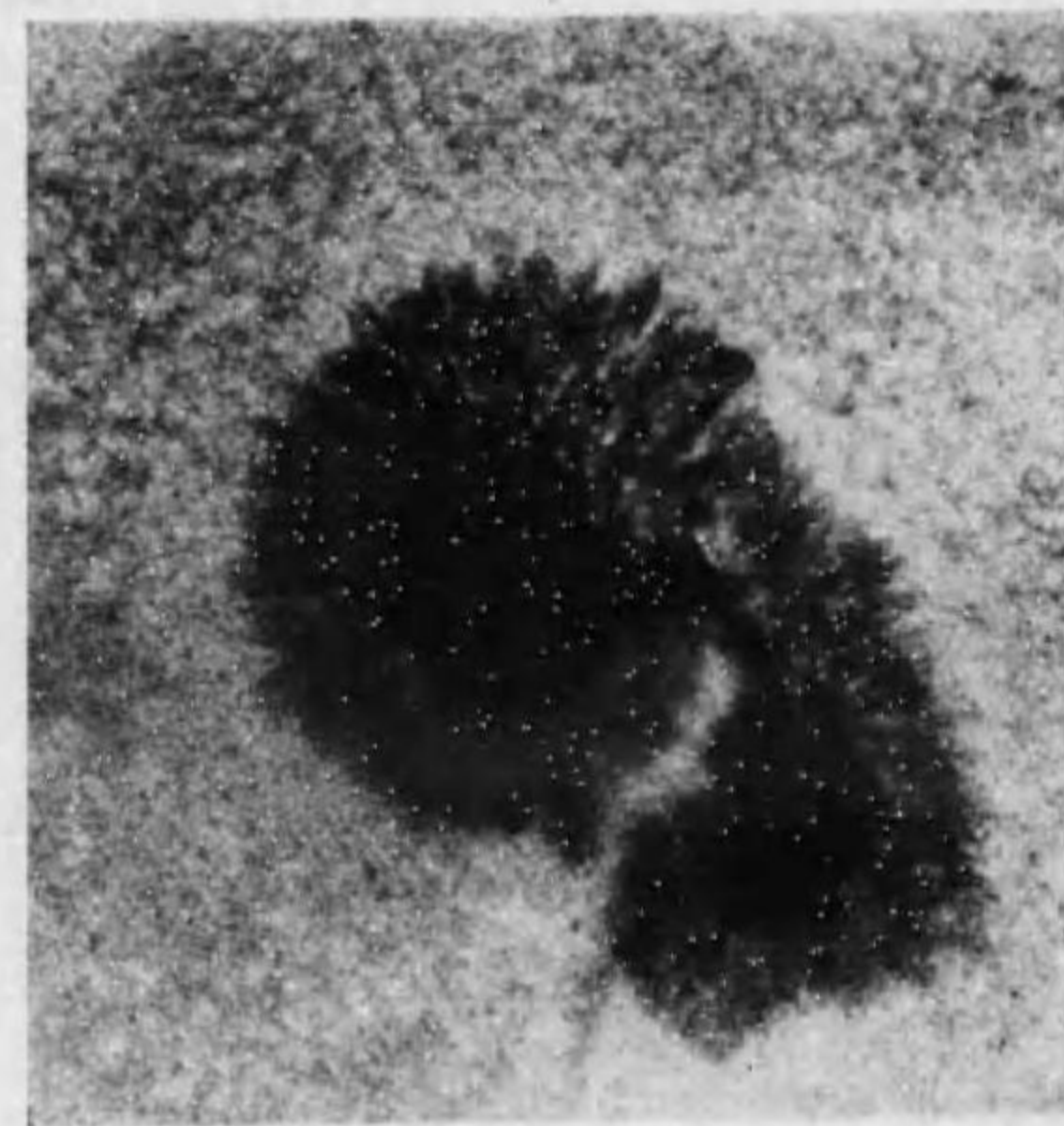
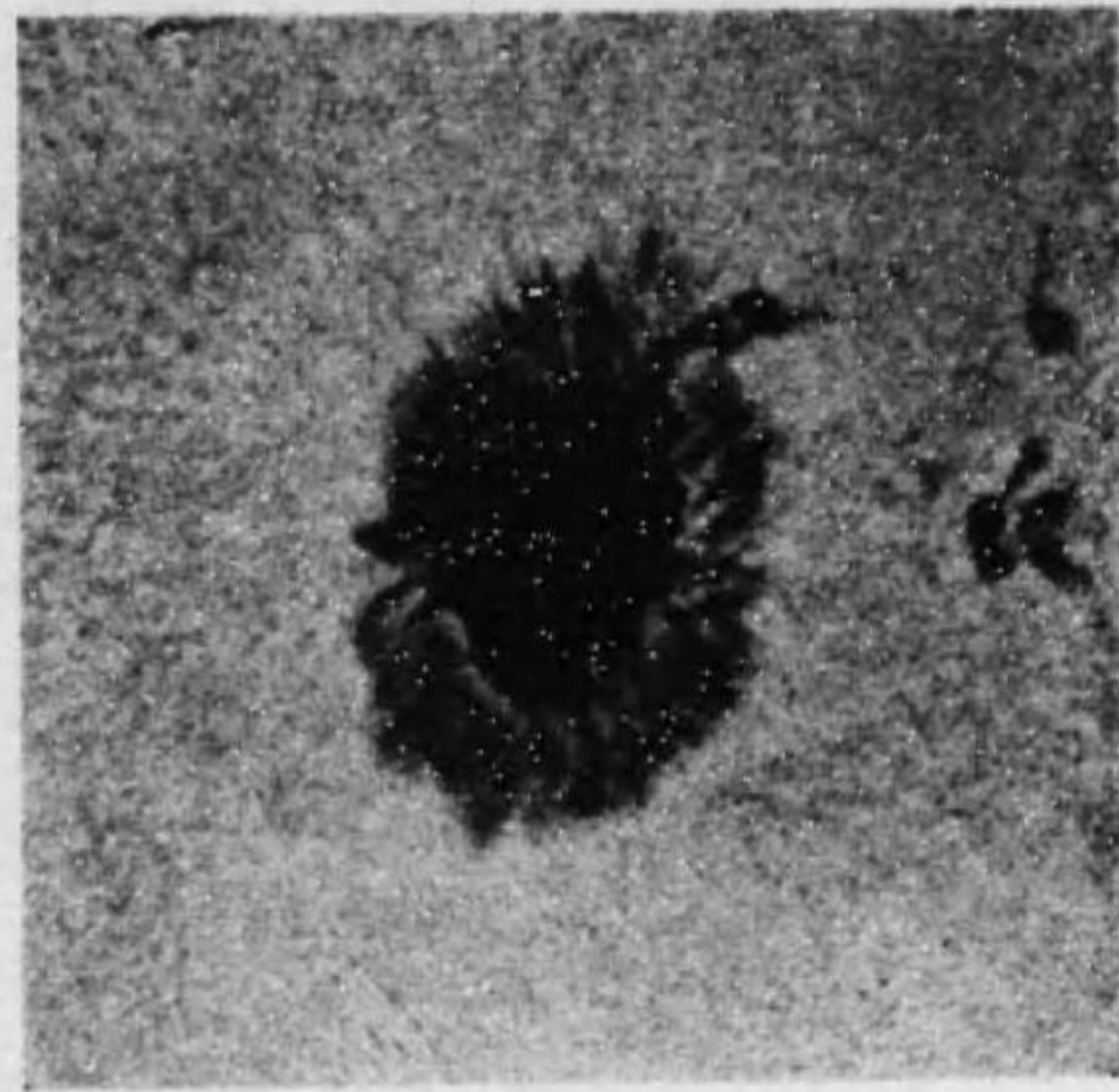
第三十八圖 太陽全面の寫真  
一九二五年六月四日八時四十八分神戶海洋氣象臺にて撮影

## 第五章 太陽面の諸現象 其一

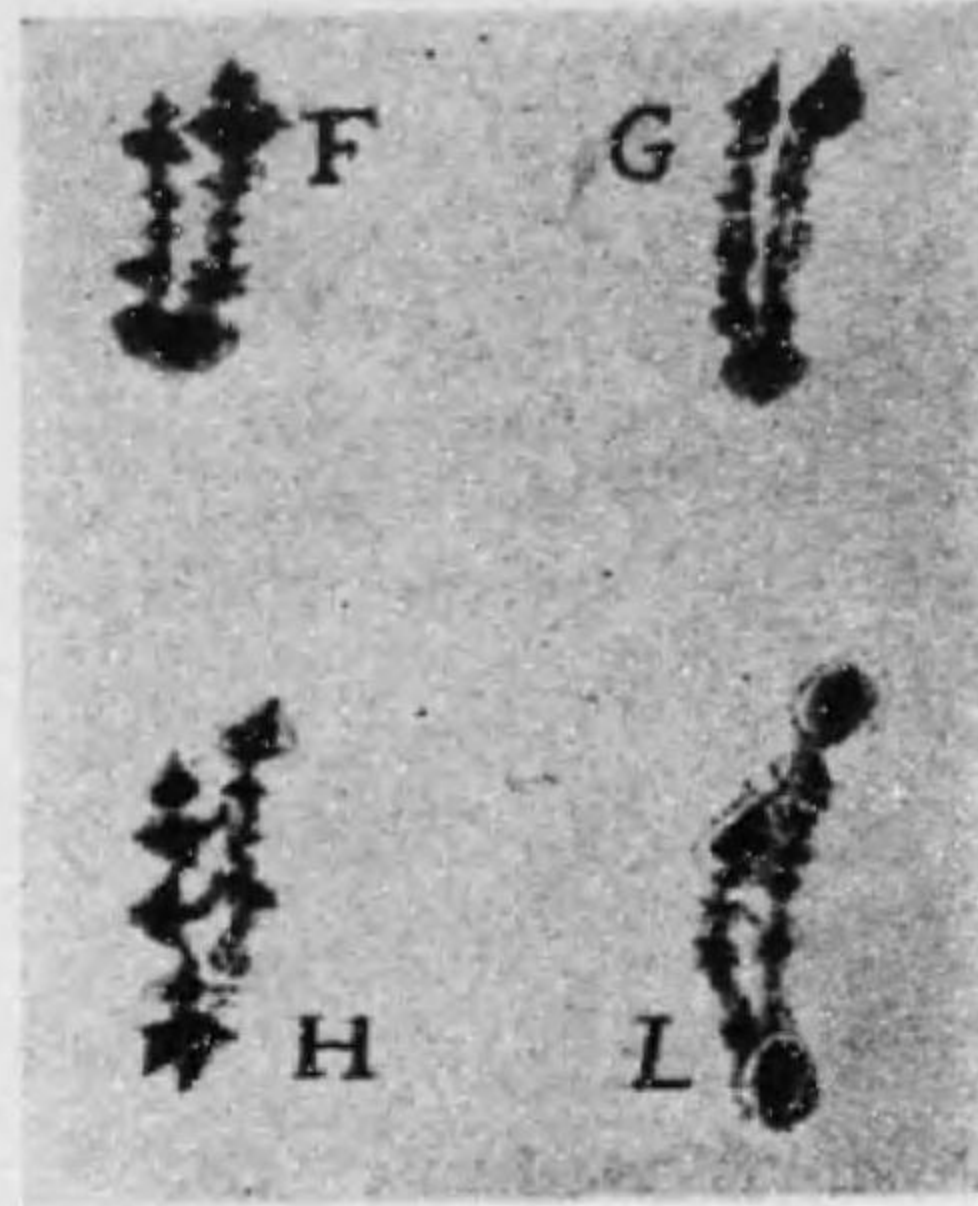
### 一三 太陽面の斑紋

(イ) 黒點と白斑 太陽面が一様な白さで輝いて居るものでないことは小さな望遠鏡で窺いてもすぐわかる。中央が最も光強く周圍に向つて次第に黒褐色を呈して來ることや、大小の黒點が彼方此方に散見されたり、一段と強い白光に輝く白斑と呼ぶ斑紋が水面の泡の如く或は碧空の白雲の如く浮び上つて居るのを目撃することは稀しくない。

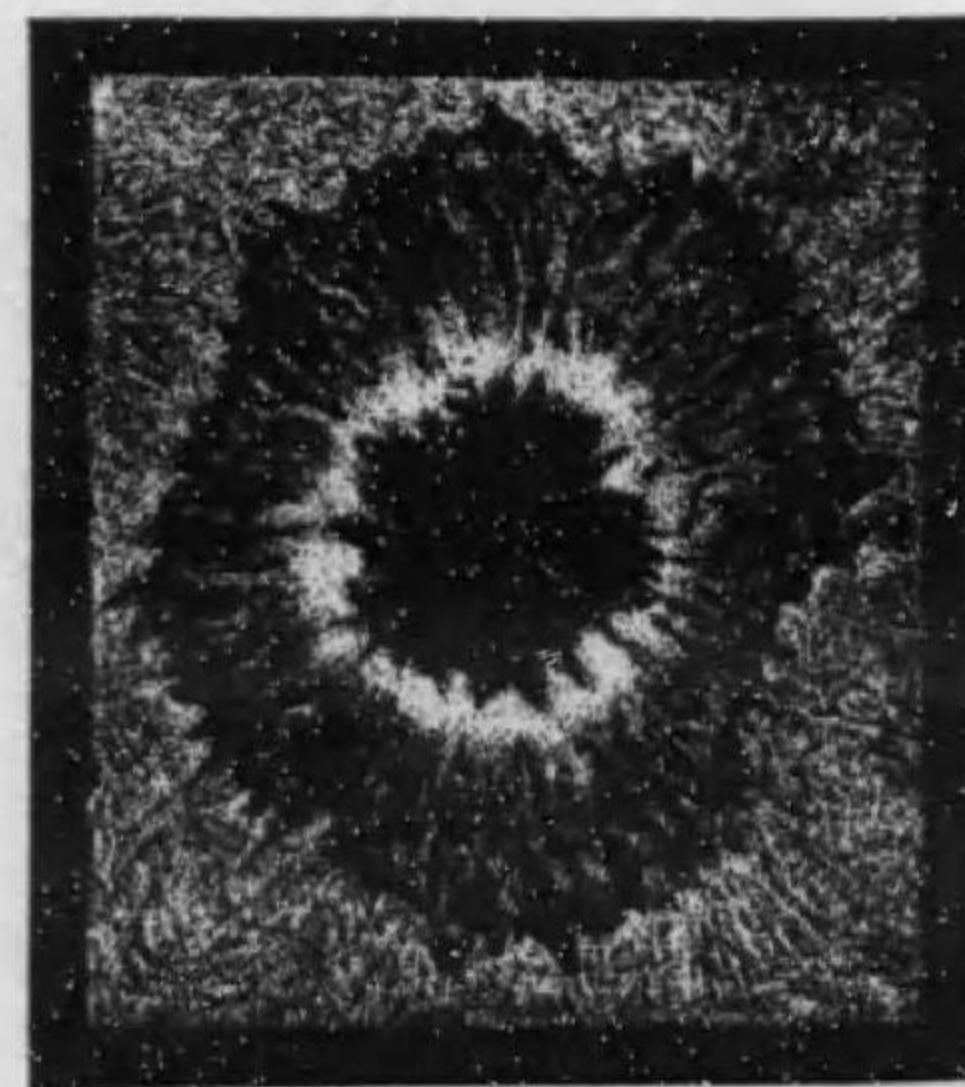
白斑が発見されたのはガリレイ Galilei が望遠鏡を發明して以後のこと(一六一二年頃シャイナー Ch. Scheiner なる人)だが、黒點はずつと昔から觀望されて居たものと見える。本邦では文徳實錄に「仁壽元年(西、六五一)十一月六日甲戌日無精光中有黒點大如李子」とあり、又支那では宋史の天文志に「政和二年四月辛卯日中有黒



第四十一圖 太陽黒點擴大圖



第三十九圖  
ガリレオ手記の太陽黒點



第四十圖  
典型的黒點

第五章 太陽面の諸現象 其一

一八四

子午二午三如栗大云々」とある。「日中黒子」とは今日所謂「太陽黒點」に相違あるまい。又朝鮮に於ても増補文獻備考に「高麗毅宗五年三月癸酉日有黒子大如鷄卵癸未甲申亦如之」とあるを初とし李朝の末に至る迄澤山の記録がある。太陽黒點に関する最古の記事は今より二千年前に編纂された淮南子中の「日中に踐鳥あり」を初とする由新城博士の天文大觀中に記されて居るが、此鳥形は或は幻覺ではないかと思はれる理由がある。支那の古記録中には西紀一八〇年頃から澤山の黒點記事が掲げられて居る(Observatory XII. 平山博士調査)。西洋ではガリレイが一六一〇年七月頃に發見したのと前後して英國ではハリコット Haricot、和蘭ではフアブリシウス J. Fabricius、獨乙ではシャイナー Ch. Scheiner が同様の觀測をして居るが、多くは惑星の太陽面經過を誤認したものであつて、太陽面若くは之に極近くに存在する物象であることを觀測記録から實證したのはガリレイを初と認めねばならない。ガリレイが黒點の太陽面に接近した物象であることの證明に太陽像を東縁から西縁に通過する時日が出現の位置に關せぬことや、西縁に近い所では速度が遅くなること即ち「球面投影の短縮」を利用したのは卓見と云はねばならぬ。尙

茲に一言すべきは西洋に於ける太陽黒點發見がガリレオに始まり東洋より遙かに遅れた様に思ふのは誤解と思ふ。西洋でも無論ずつと古から肉眼で望遠されて居たものであつて、現に西紀八〇七年に歐洲で一週間に亙つて大黒點が見えたと云ふ記事がある。たゞガリレオの時代迄は多くは惑星の一つと考へられたもので、太陽面の現象として認められなかつたのは事實である。何れにしても東洋の方が前から觀て居たものとは思はれるが、學術的見地からいふと太陽面の現象として認むることに成功したガリレオの觀測を以て初發見とするのが至當であらう。第三十九圖はガリレオ手記の見取圖である。

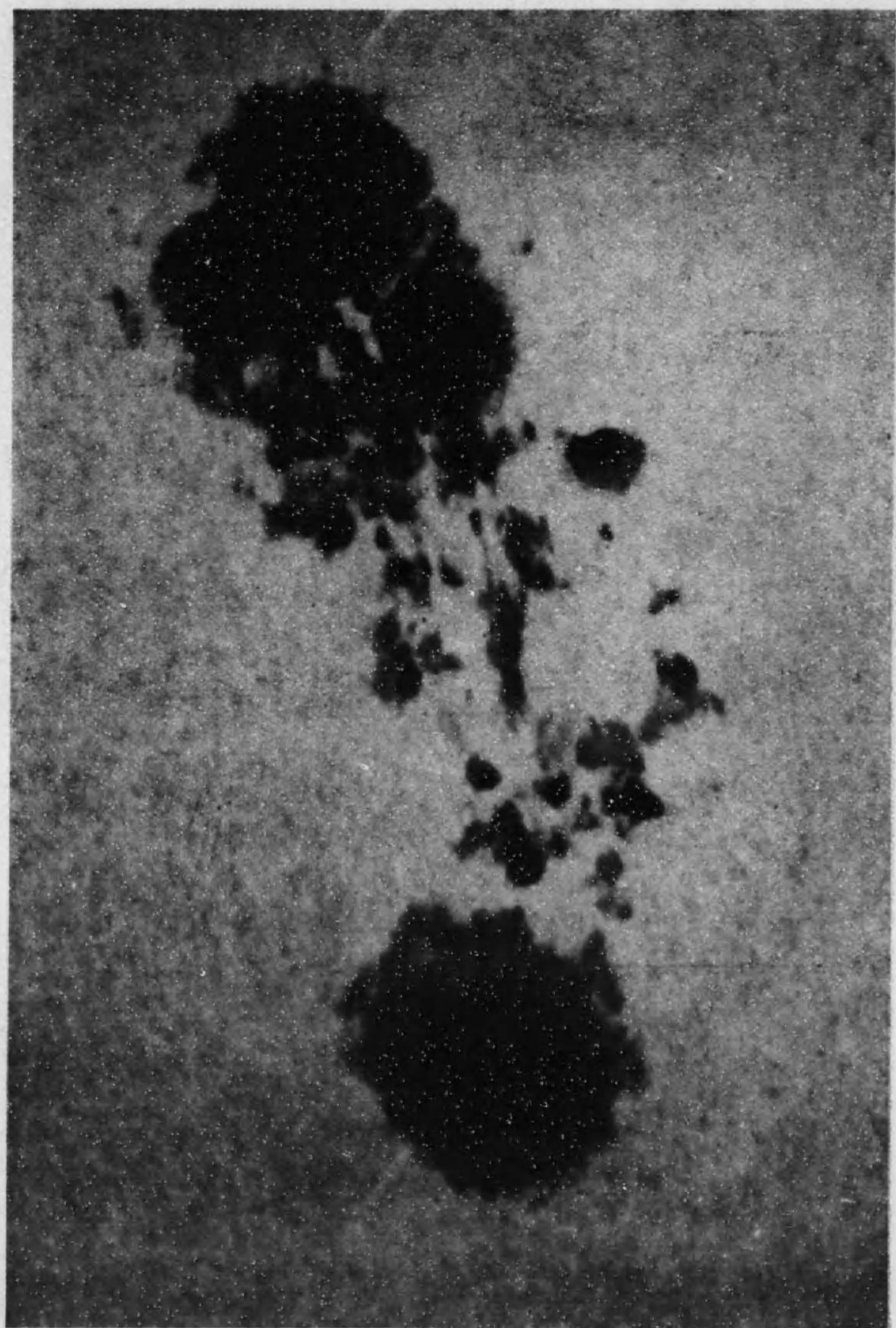
黒點を稍強力な望遠鏡で觀測するか大形の寫眞に撮つて検査するとなかなか複雑な構造を示して居る。形狀は千差萬別で變動極りないものだが、最も典型的のものは大體圓形で中央に「本影」と稱する闇黒な心核を有し、其周圍には「半影」といふ稍黒味を帯びた縁がついて居る。半影部は更に之を擴大して觀察すると中心に向つて收斂して居る無數の縞狀構造物を有し、其内縁は茅葺屋根の縁端の如き狀を呈して本影の外縁に其末端を現はし、ぎらぎらした粒狀物の密集帯を形成し



て居る(第四十圖参照)。恰も本影は害の如く、半影は害の上に覆ひかぶさつて居る叢の如き観がある。然し稀には全く半陰影の無い黒點もあり、又本影の中央に稍明るい點がある場合もある。

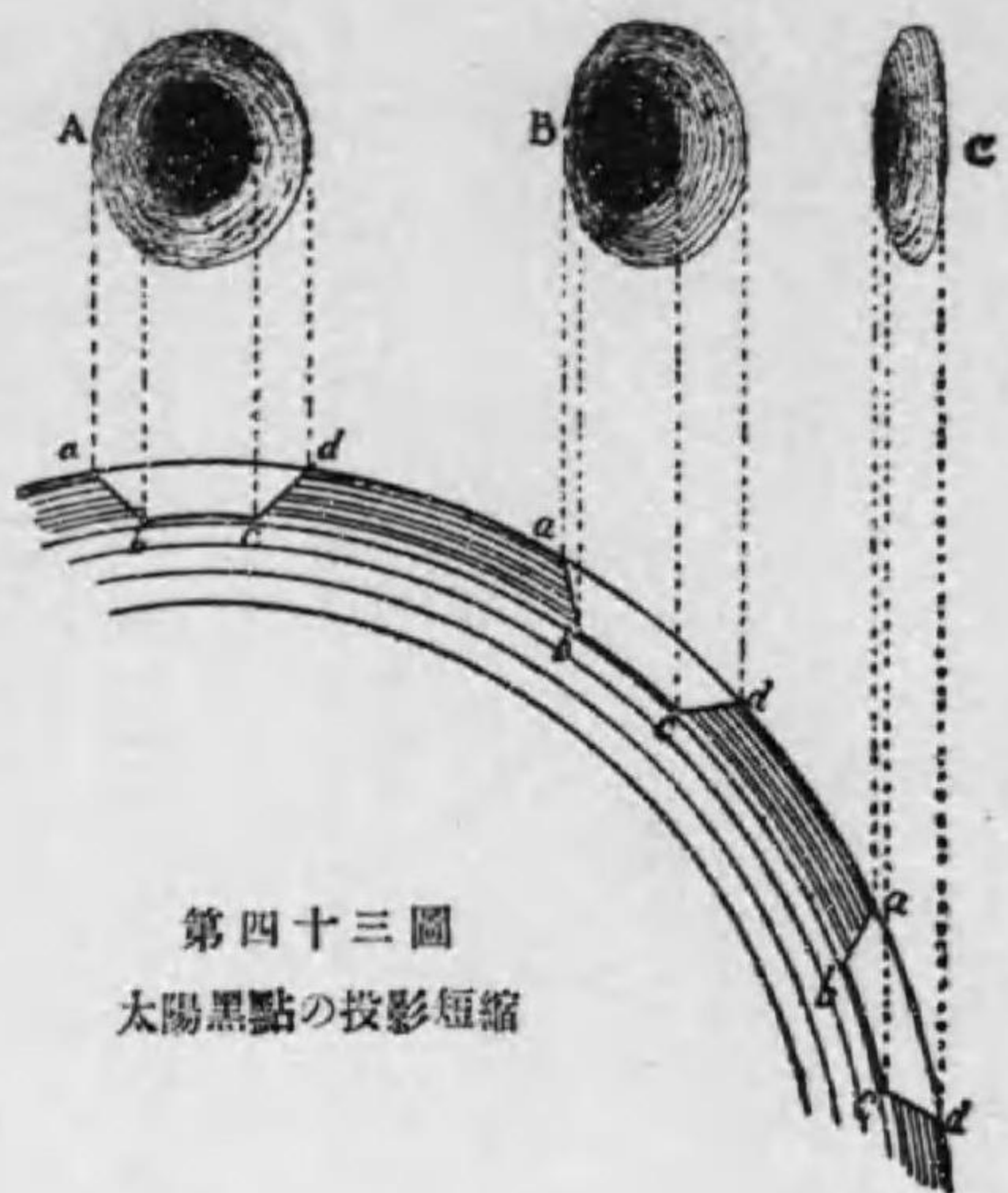
昔は太陽黒點は流動狀の光球面に浮んで居る凝固物と思はれて居たものだが、一七七一年シューレン P. Schuler は黒點が凹低部だらうとの説を出したので暫らく議論の焦點となつた。黒點が一般光球面より凹んで居るものと考へるのは單に見かけからの論でなくて、其には種々の理由がある。圓形の黒點が太陽自轉に伴つて縁に近づくと、投影短縮の理に據つて輪廓線に直角な方向の直徑は次第に短くなり、其結果段々と扁平な楕圓になつて來て、遂には細い一つの線になつてしまふ。此際に注目すべきことは半影帯の幅は太陽面の中心に寄つた方の側が早く縮まり、遂には此側だけは半影が見えなくなつてしまふのである。此現象は黒點がフライ鍋の様な中凹のものであると考へれば當然斯うなるべきことで、左の圖に據つて容易に其理を窺ふことが出來よう。

之と反對に白斑は光球面の隆起部だとする説がある。其は太陽像の縁邊近く



第四十二圖 太陽黒點群

一九一七年二月八日(ウィルソン山天文臺にて)



第四十三圖  
太陽黒點の投影短縮

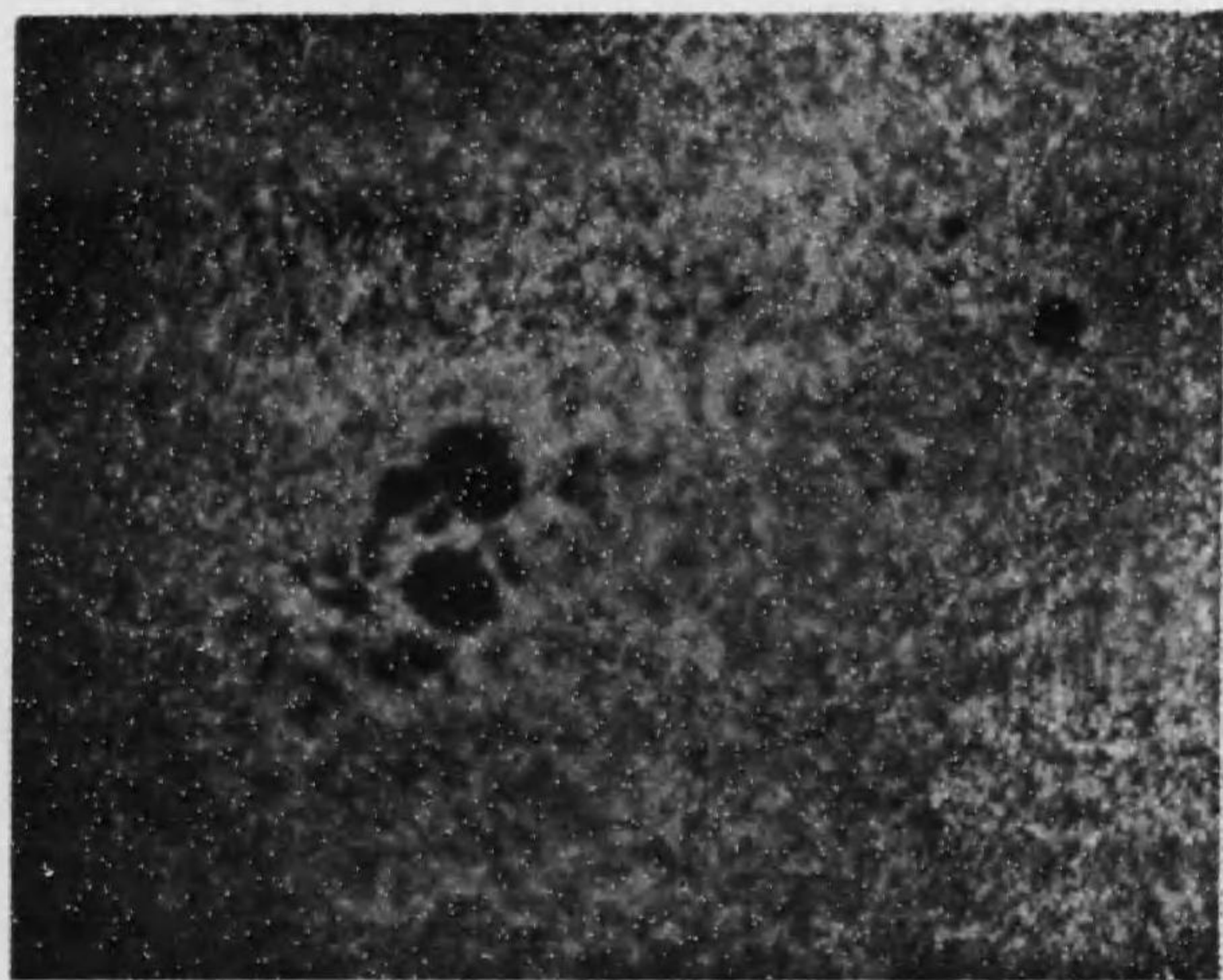
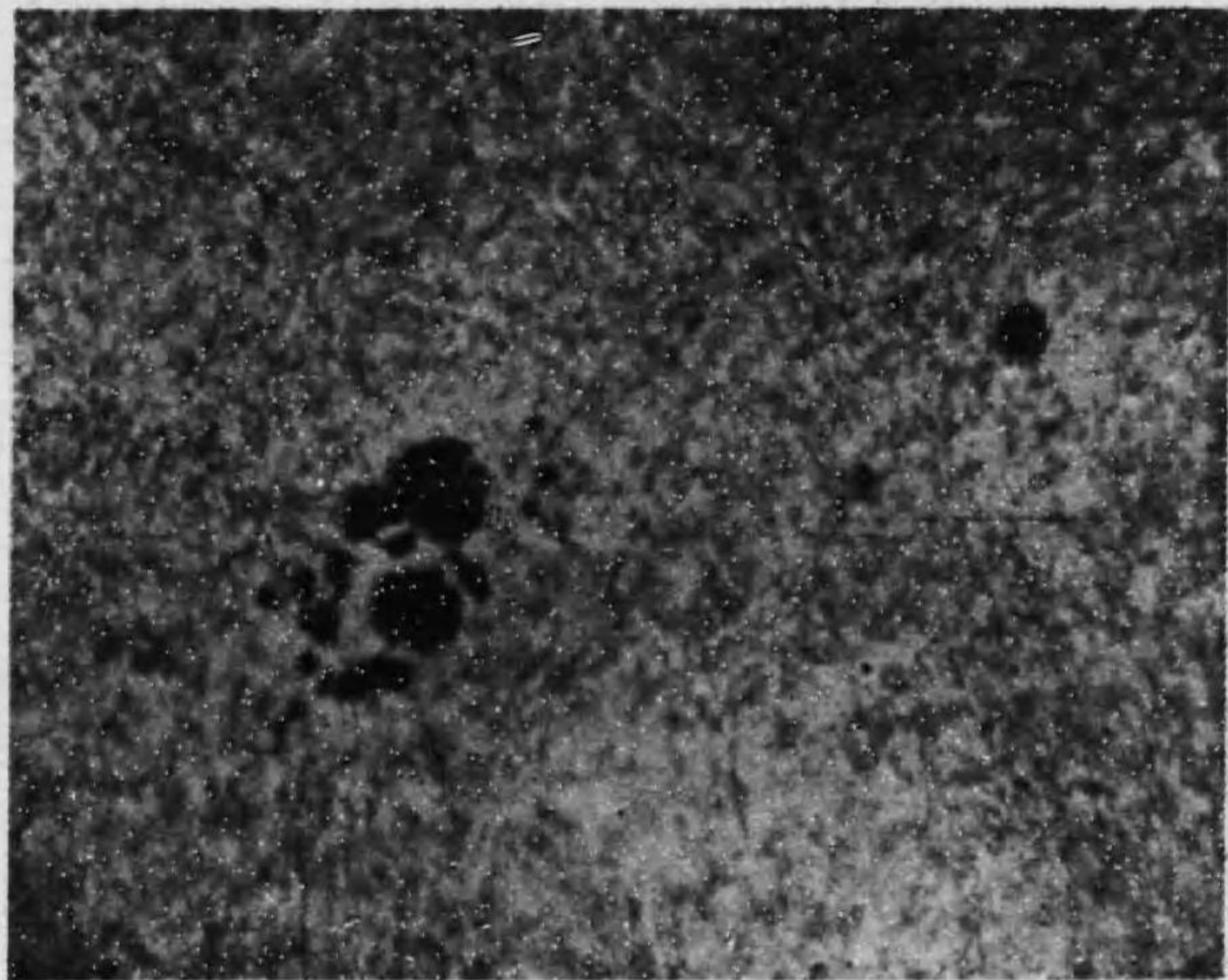
な各種の材料を提供しつゝあるのである。

黒點の大きさは其太陽視直径に對する割合から計算することが出来るが甚だ區區である。辛うじて我々の視力に捕へ得るやうな微細な黒點でも數百基米の直径を有つて居るので、太陽直径の十分の一程度即ち角度で二分か三分のものに至つては數萬哩、十數萬基米に達し、地球に數倍する直径を有つて居る。斯様な大黒

に著しく出現することから推察されるので、縁邊の光輝に對する雰圍氣の減光作用は上層に隆起した部に對しては影響が少からうとの理に基くものである。黒點回審説はシユーレンの後ウィルソン Wilson やハーシエル Herschel 等に強調されたが、斯様な見解を裏切るやうな現象も往々認められるし、殊に最近の分光學的研究は寧ろ黒點をば或種の状態に於ける瓦斯塊の突起部とするに有利

點は太陽が地平線に近くなつて光輝が弱いときか、若くは黄塵や雲で表面光輝が薄められる(遮光板を用ゐるもよし)と肉眼でも明かに見える。<sup>(三)</sup>一八九二年二月十三日の大黒點に關しマウンダー E. W. Maunder の記す所を引用するに「一群の黒點は太陽の可視面積半球の三五パーセントに達し、太陽經度で二五度、一つの黒點の如きは一四・八度に及んだ。此黒點はグリニッチ記録に冠たるもので一週間以上に亙つて肉眼で觀望された」と云ふことである。之に次いで一八五八年の黒點は二三〇〇〇〇基米の長さを有し、地球直徑の十八倍(全面積の三パーセントに及んだとある。

(ロ) 粒狀斑 太陽像を極度に擴大して檢べると黒點や白斑の外粒狀の斑が一面にはびこつて居る。其形態は空氣の極めて靜謐にして且透明なときに限つて見えるもので、ハツギンス W. Huggins は其様姿を「灰色の盆の上に米粒をまき散らした如く」と形容し、一粒の大きさを徑二五乃至三〇哩として居るが、ラングラー Langley は雪片のまだらに大地に降りかゝつた光景に比し、其大きさを五〇乃至一〇〇哩と推定し、總面積を太陽面の大約五分の一程度と見て居る。其他ローゼ Loise は數

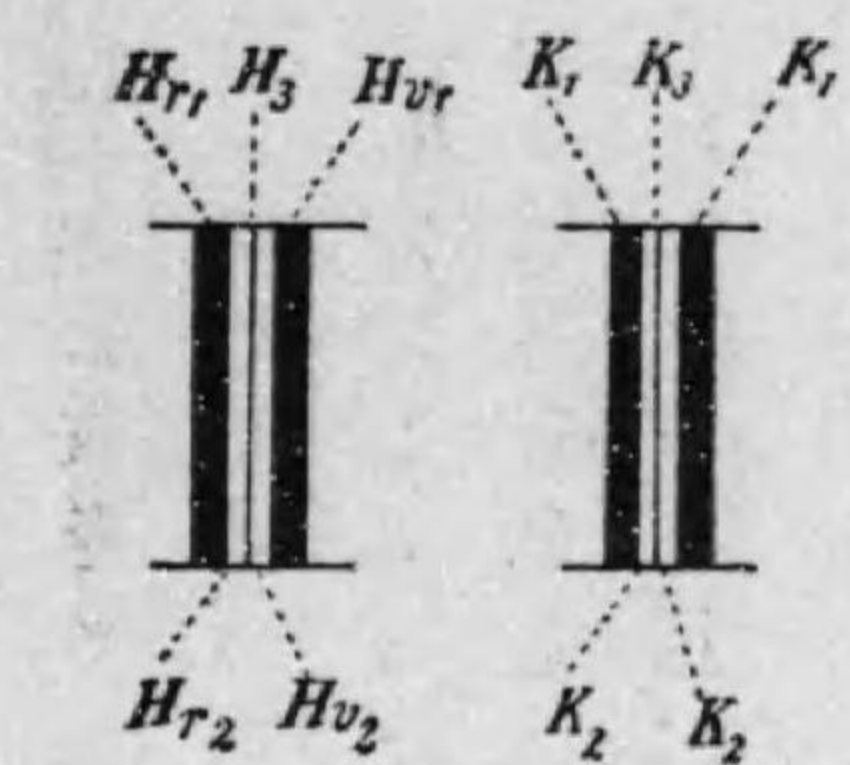


第四十四圖 短時間を隔てて撮りたる太陽面寫眞の一部  
一八七八年六月一日 ムードンにてジャンセン寫す

か眞珠を灰色の地面に撒亂した状態に比し其大きを一乃至二秒として居るなど人によつて區々の記述をして居る。其は斯様な繊細な形象の觀察が觀測者の主觀に左右さるゝことにもよるであらうが、實際形象其自身も時と場所とで著しく異なる状態を呈し非常に浮動性を有つたものなのであらう。左圖二つの寫眞はジャンセン Janssen が一八七八年六月一日にミュードン Meudon で撮つたもので、僅か五〇分の間を占めたばかりなのに、粒状斑の配置が全然變つて居り些かの似寄りもなす。ゾーセー Zöser 天文臺のシュバリエー S. Chevalier は五〇秒の間を置いて撮つた寫眞にさへ顯著な變化を認めたと云つて居る。粒状斑が斯様に常態の無いものだといふことは其實在性に疑を起さしめ、一部の學者は之を地球大氣の動搖即ち一種のかげろふ現象に歸したり、望遠鏡の内部に於ける光線の異常屈折に基くものとさへ唱へて居る。

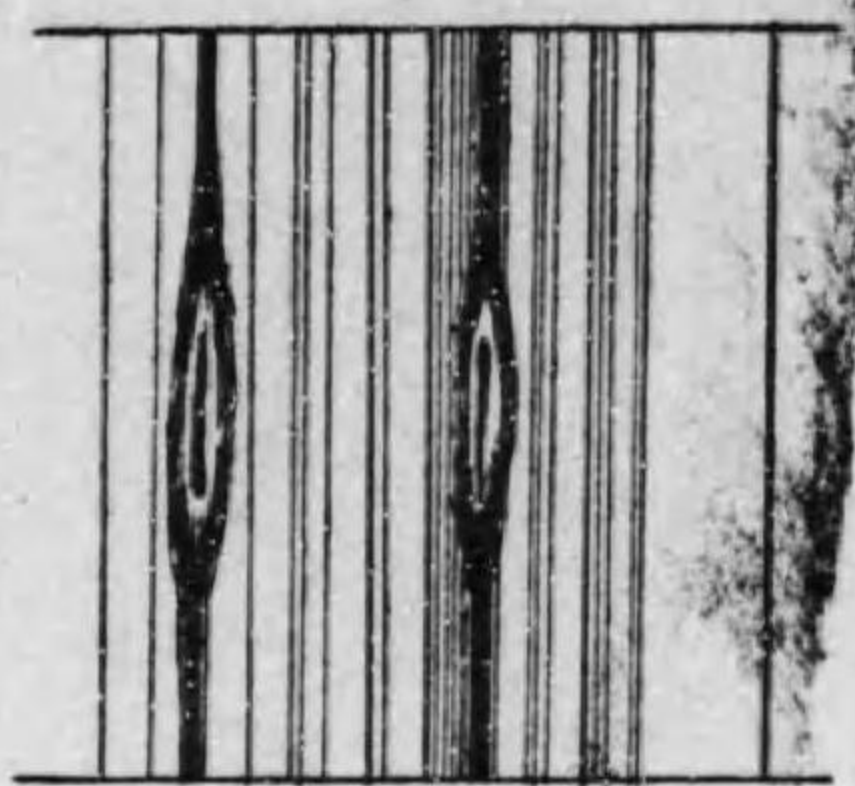
(ハ) 緬羊斑 望遠鏡裡に於て我々の目に映じ若くは普通の寫眞に撮つて觀察する形象は各層に於ける各色の輻射線が合成したもので、之を假に或る假定的の層(光球面)に歸趨せしめ、其表面に於ける現象として受入れて居るので、實に曖昧模

糊たるものに過ぎない。米國ウイリスン山天文臺のヘール E. C. Hale 及び佛國ミュードン天文臺のデランドル Deslandres の創始に成る單光寫眞術は此の缺陷を補ひ種々の太陽面現象の性體を採る上に格段の効果を齎らしたものである。此法は或る一つのスペクトル線若くは更に其一部のみを捕へて其光で寫眞を撮るので、或る一つの全體ままとまつた層(太陽の)に在る或る特殊の元素にして特殊の物理的狀態にあるものの光彩を撮影することが出来るのである。現今最も多く之に用ゐられて居る線はカルシウムの H 及び K 線と水素の H<sub>β</sub> H<sub>γ</sub> 線等である。



第四十五圖  
カルシウムH線の反彩現象

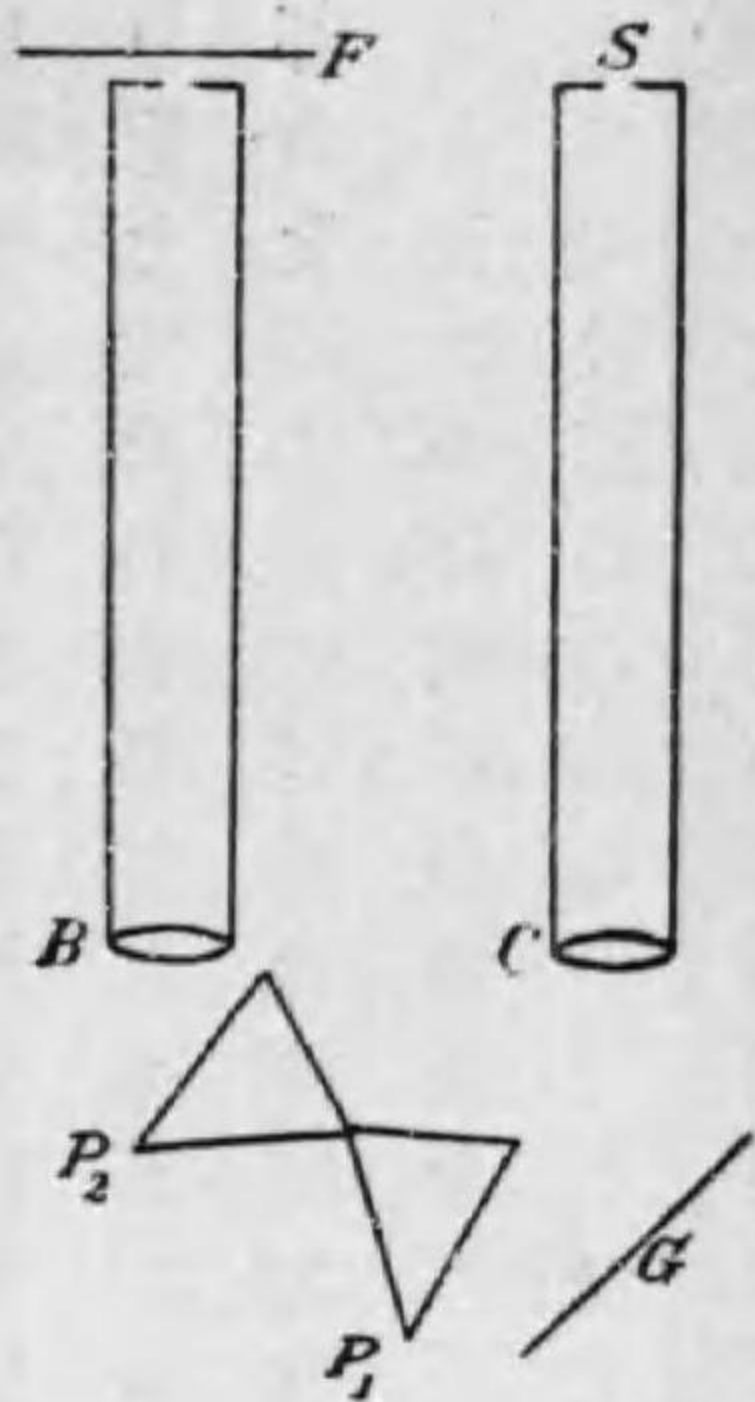
H 及び K 線は太い闇線であるが、時によると其中央に一つの輝線を現はすことがある。之は所謂反彩 *reversed* と稱する現象で、更に一度反彩してこの輝線の中央にいま一つの繊細な闇線を表はすこともある(第四十五圖、第四十六圖参照)。斯様な反彩線の三つの部分は最外側から順次 1 2 3 の番號を附けて區別し H<sub>1</sub> H<sub>2</sub> H<sub>3</sub> K<sub>1</sub> K<sub>2</sub> K<sub>3</sub> と呼んで居る。斯様な現象は H K のみならず C F D 等の線にも往々起り、太陽面上特



第四十六圖  
ソナウムD線の反彩

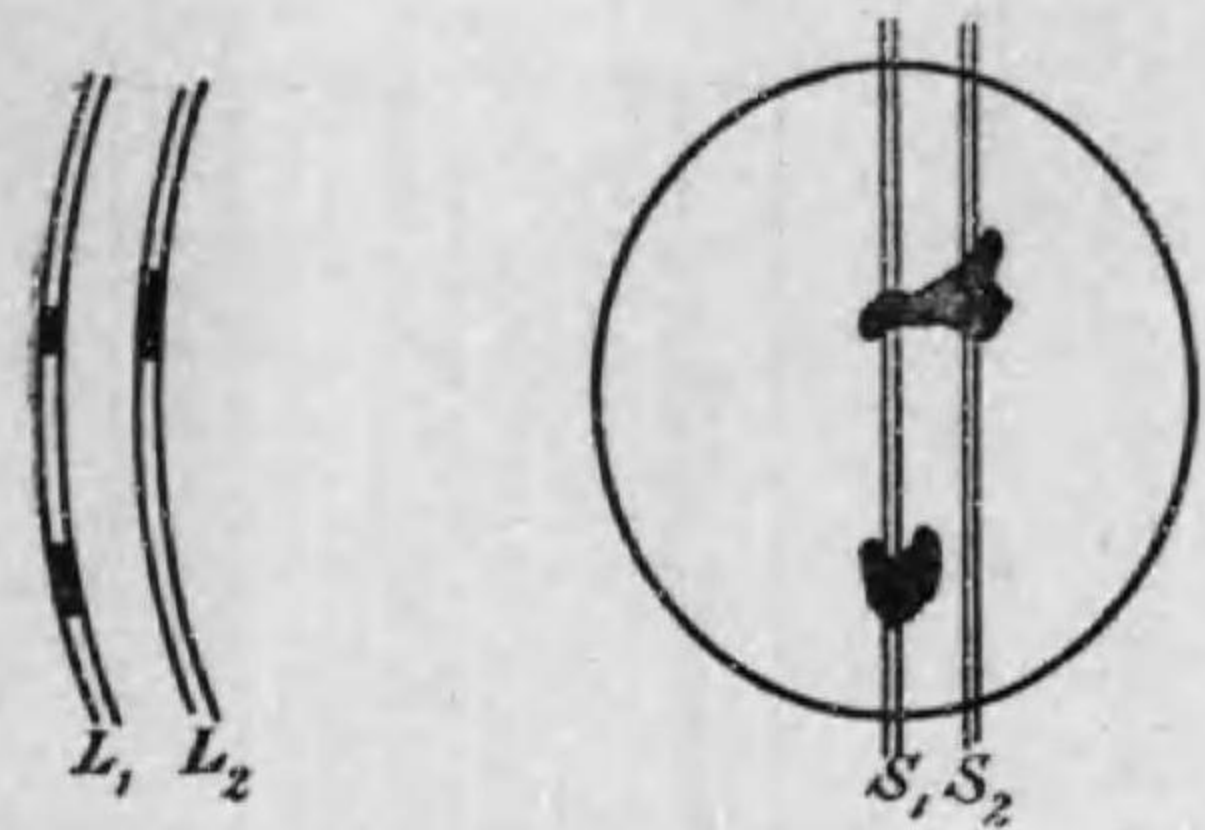
に變動の激しい部分に現はるゝものであつて、ヤング Young が一八八〇年十月ナトリウムの D 線に就いて之を發見して以來一般の注目をひくやうになつたものである。

この現象の性體は太陽の下層にある比較的密度の大きな瓦斯に依る吸収で太い闇線が出来、其上層地球に近い方に之よりも稍稀薄な瓦斯の輻射があつて細い輝線を生じ、更に其上に一段と稀薄な吸収瓦斯があつて、下層から来る光を吸収して更に細い闇線を發生せしめるのだらうと考へられて居る。斯の現象はブレンセンを用ゐて普通の法で D 線を觀測する際に、ナトリウム瓦斯の中央の最も濃密で而かも最も光線の強い部分をば周圍の弱光の稀薄な部を透して見る場合にもあることで、若し更にまた其背後に一層強い白光體を置けば、太陽スペクトルの二重反彩 *double reversal* と異らぬ現象が見られるのであつて、之に對し上記の如き説明を下すのが最も自然の歸結と思はれる。



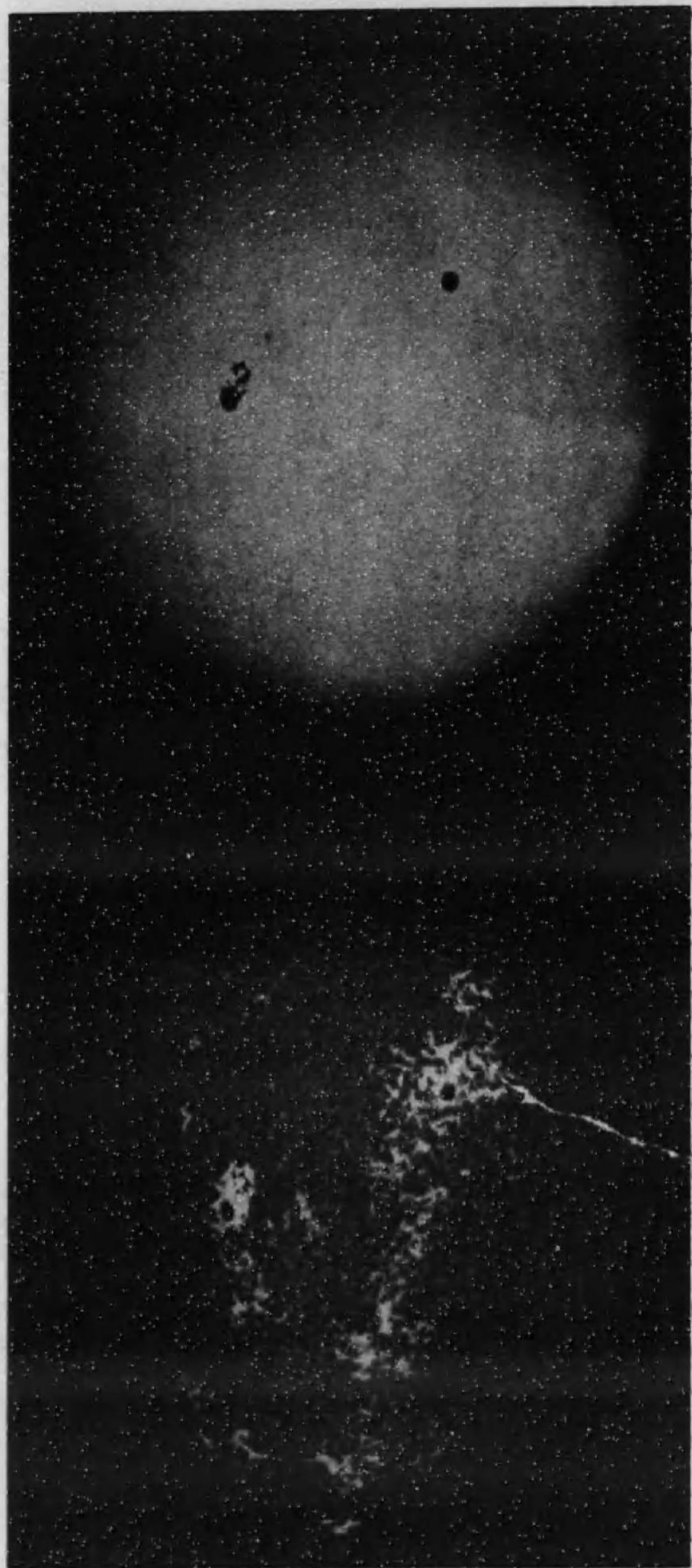
第四十七圖 單光寫眞原理

太陽單光寫眞器は分散力の特別に大きな分光器の焦點に第二の細隙を置き、微動捻子で其位置と幅を加減することが出來、其所に乾板(上圖F)を置いて之も亦極緩かに焦點面内に滑動し得るやうに装置したもので、之を用ゐるには上記の第二細隙を用ゐて目指す



第四十八圖 單光寫眞の原理

スペクトル線だけを露出せしめ、他の部分を全く掩蔽し、其線のみが乾板に寫るやうにして置く。而して第一細隙に太陽の像の各部を逐次あてて行くとともに(第四十八圖S<sub>1</sub> S<sub>2</sub>...)乾板を相應の距離づゝ逐次一方に動かして行けば、太陽の各部から來る當該波長の光線が圖上L<sub>1</sub> L<sub>2</sub>...の如く其部位の順に乾板上に併列して印象して行くのである。其際太陽面で此波長の光が弱い所若くは強い所が此處彼處にあれば、其に相應した光度分布が



普通太陽寫眞(一九〇六年七月三十日)

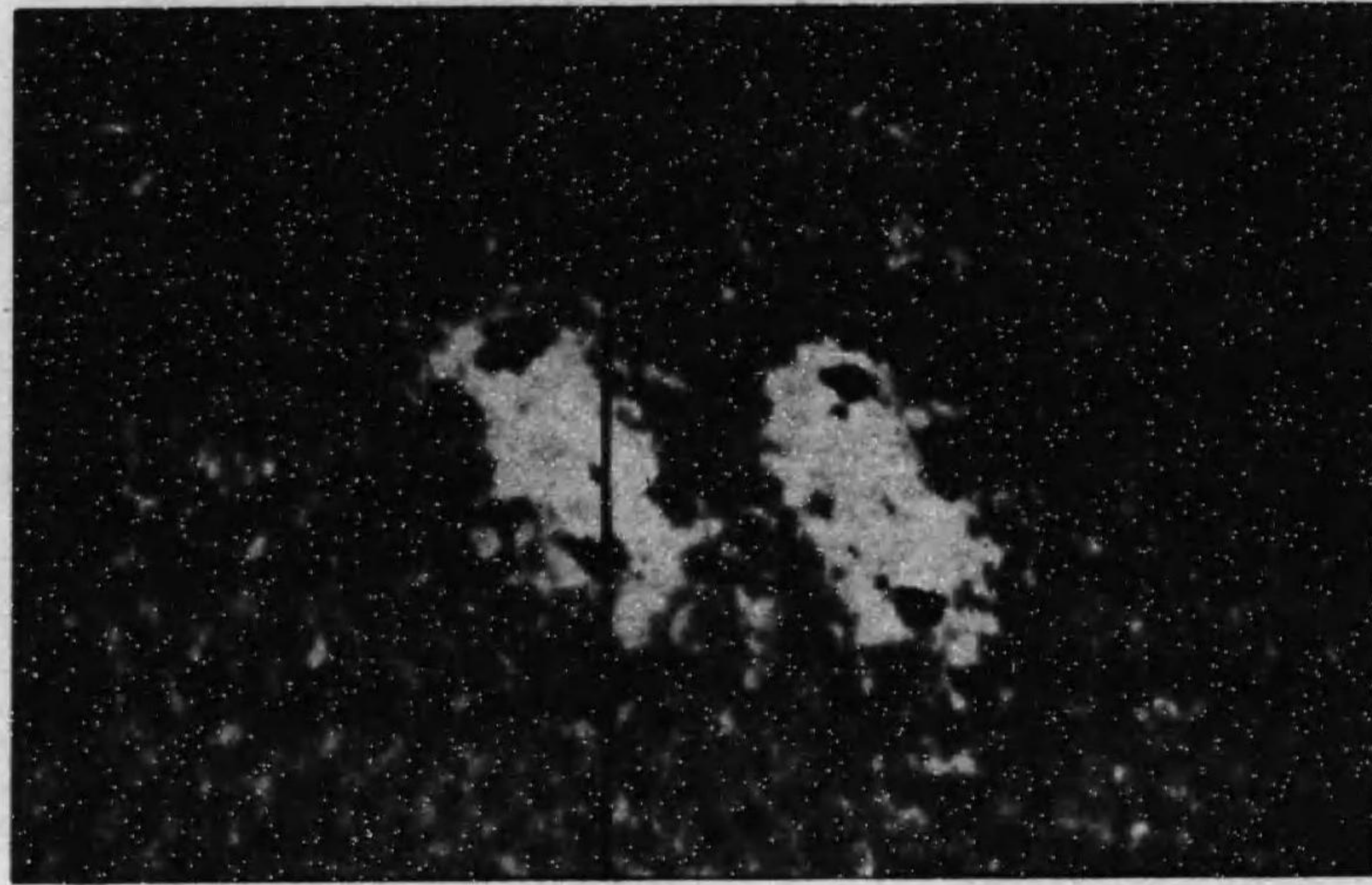
第四十九圖

Q<sub>h</sub>のH<sub>2</sub>單光太陽寫眞(同日)

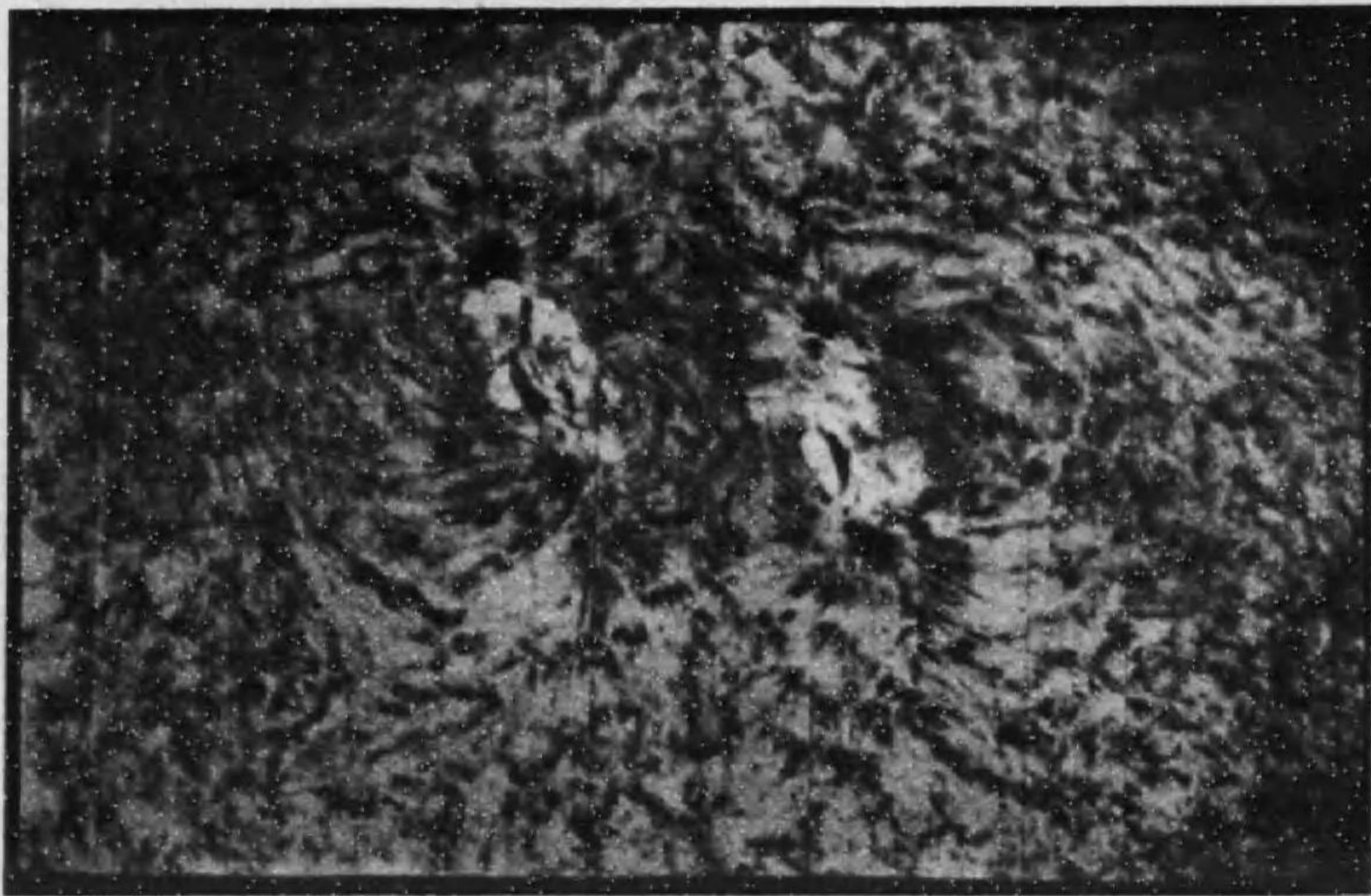


畫に現はれて来る。若し太陽像を第一細隙の面上に移動させるのと乾板を滑動させるのが相互に全く併行し且終始整一な速さであれば、このスペクトル線を發する光の太陽面に於ける分布が其儘畫に現はれ、所謂單光畫像が出来るのである。此器械の働きのうまく行くか否かと云ふことは普通の分光器としての機能以外に斯様な運動が註文通りに行はれるか否かに關はり、其には別圖の如くコリメターSCと觀測望遠鏡筒とを平行にし、スリットより入つて来る光線が反射鏡G(若くは光學格子)に反射されてプリズムP.P.を通り、プレートFに向つて出るやうにし、Fと太陽像とを不動にし他の部分全體を等速度に動かすやうな構造にする。此器械は之を水平に据ゑて横から太陽像をSにあてるか、ウィルソン山天文臺の如く之を縦竪に垂直に入れ、上の方から太陽の光をあてる。

第四十九圖に示したのは一九〇八年四月三十日にウィルソン山でエラーマン Ellerman がH<sub>2</sub>線で撮つた寫眞であつて、綿屑の如き斑が一面に散亂し、其が所々に集つて廣大な面積を領して居る。ヘールは之を牧場に遊歩する緬羊の群に比し之を「緬羊斑」と呼んだので、其後歐米での通稱となつて居る。此種の斑點は用ゐ



(イ)



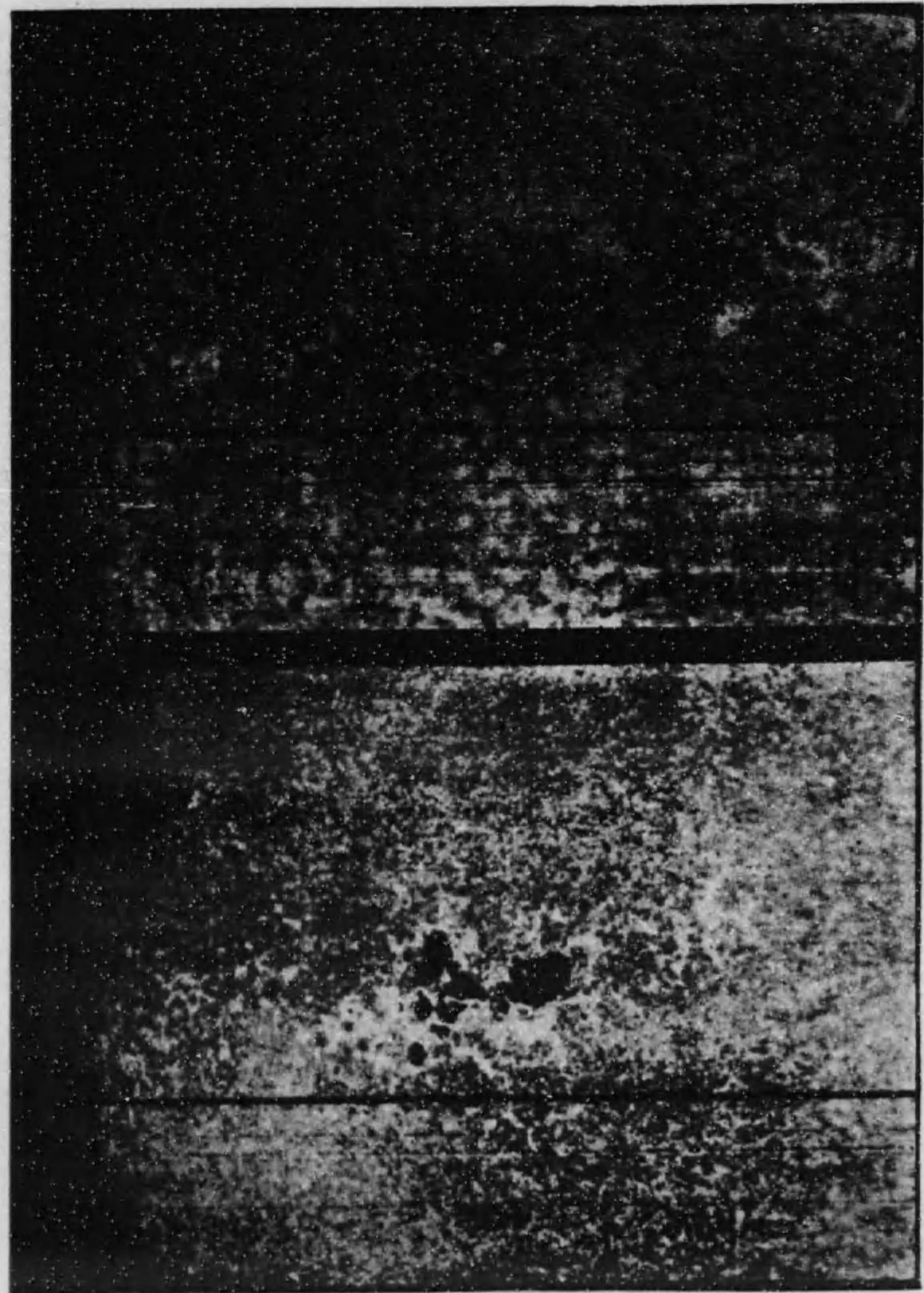
(ロ)

第五十圖 單光太陽寫眞の一部 (イ) カルシウム  $H_2$  (ロ) 水素  $H_1$

るスペクトル線により姿態が大分異つて居る。第五十圖(イ)は一九〇九年九月十日  $H_2$  線で撮影した太陽面の一部であつて、太陽大氣の中層を表はし、黒點の周圍及び中間に顯著な緋羊斑が見えて居る。(ロ)は水素の  $H_1$  線で同部を稍時を置いて寫したものであつて、更に上層の大氣の状態を示すものである。(ロ)を(イ)と對照するに、四つの黒點以外には紋様の似寄は殆どない。(ロ)では斑様が輝いた團塊状よりも闇黒な纖維状のもの多く、黒點附近にはおぼろげながら螺旋状の構造をも示して居る。  $K_1 H_1$  其他普通の吸収線で撮つた寫眞は太陽大氣の下底たる所謂反彩層の圖であつて、普通の光球面の白光寫眞と大差ないものであるが、二重反彩を示す  $H_1$  線の中央の闇線(即ち  $H_1$ )で撮つた圖は  $K_3$  の畫と共に最上層の状態を示すものであつて、螺旋狀構造が一段と明瞭に出る。  $K_3 H_1$  の圖で注目すべきは太陽面上所々に黒煙の如く棚引く長い闇條であつて、其は後段述ぶる如く、太陽隆角の投影と考へたがよいやうである。

緋羊斑はカルシウムや水素のみならず種々のスペクトル線を用ゐて撮影することが出来る。而して其形象は用ゐた線によつて著しい相違がある。例へば第

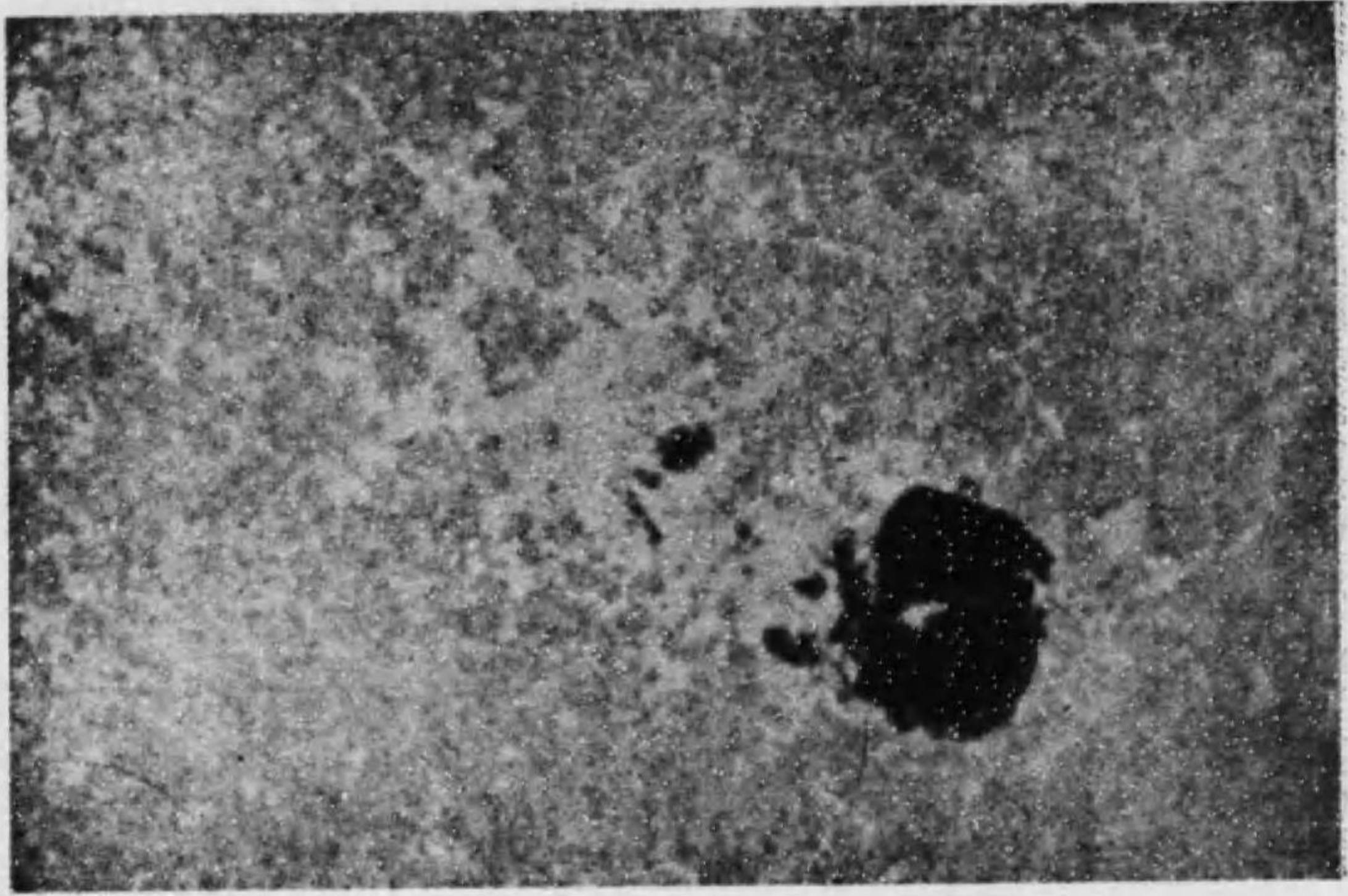




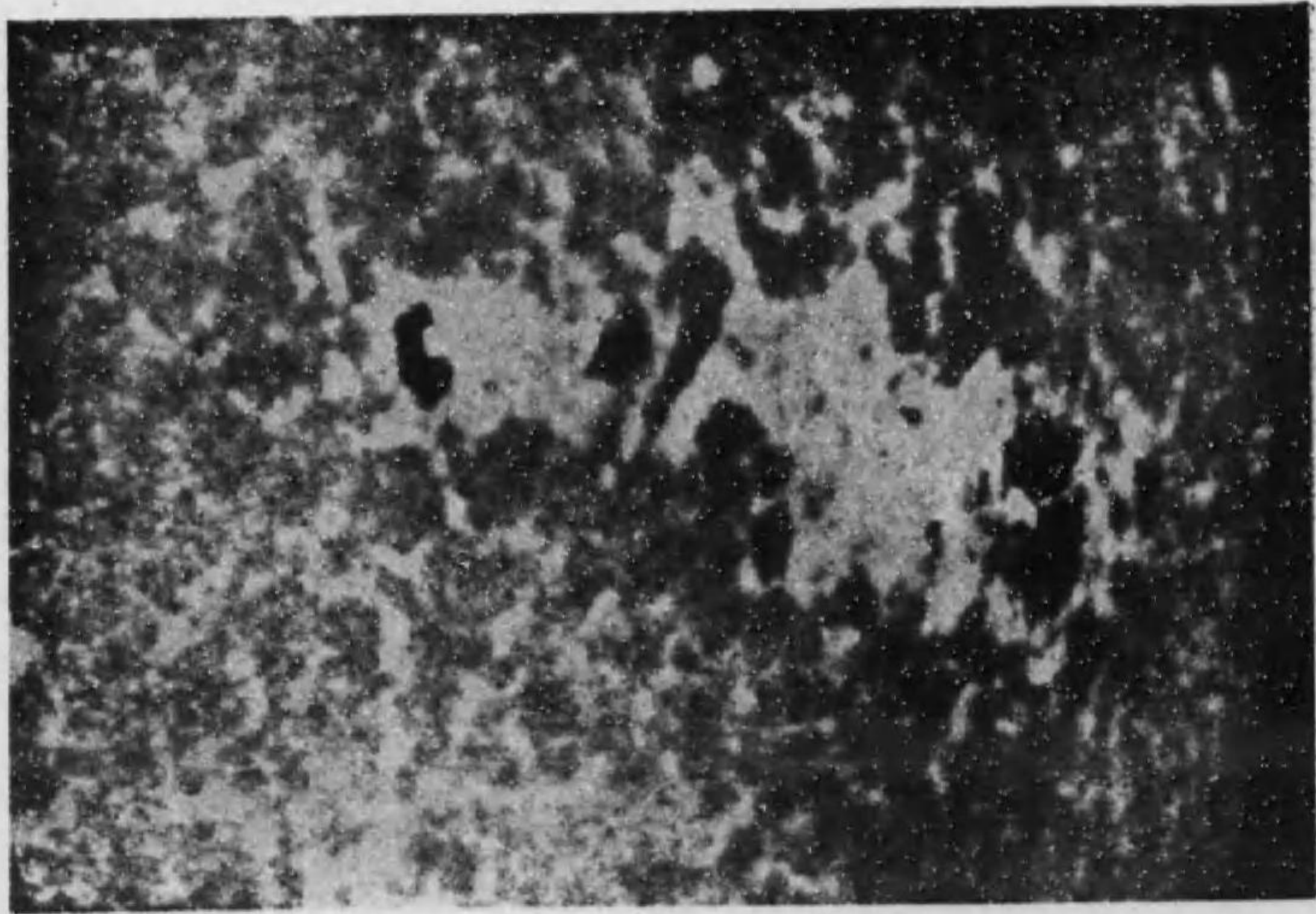
(A)

(B)

第五十圖 單光太陽寫眞の一部 (A) Fe 4045 (B) H H<sub>β</sub>

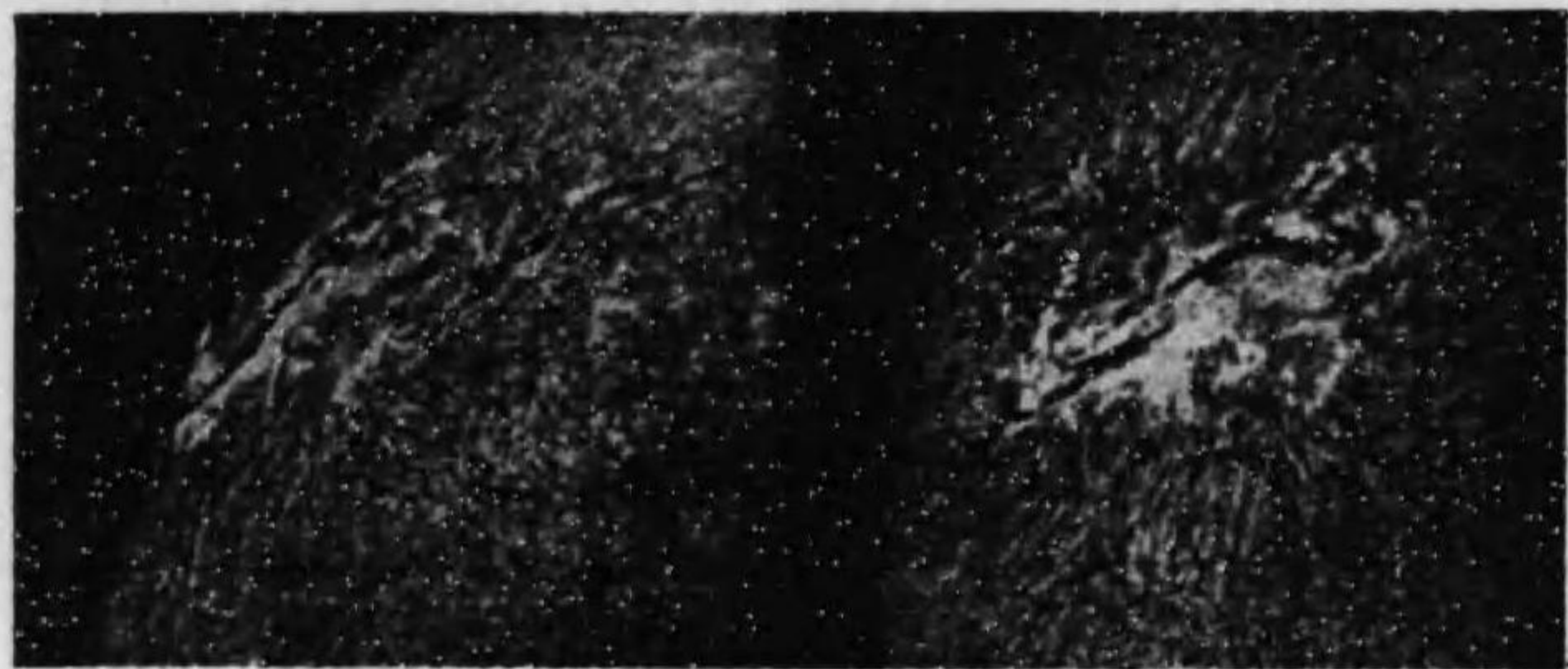


(\*)

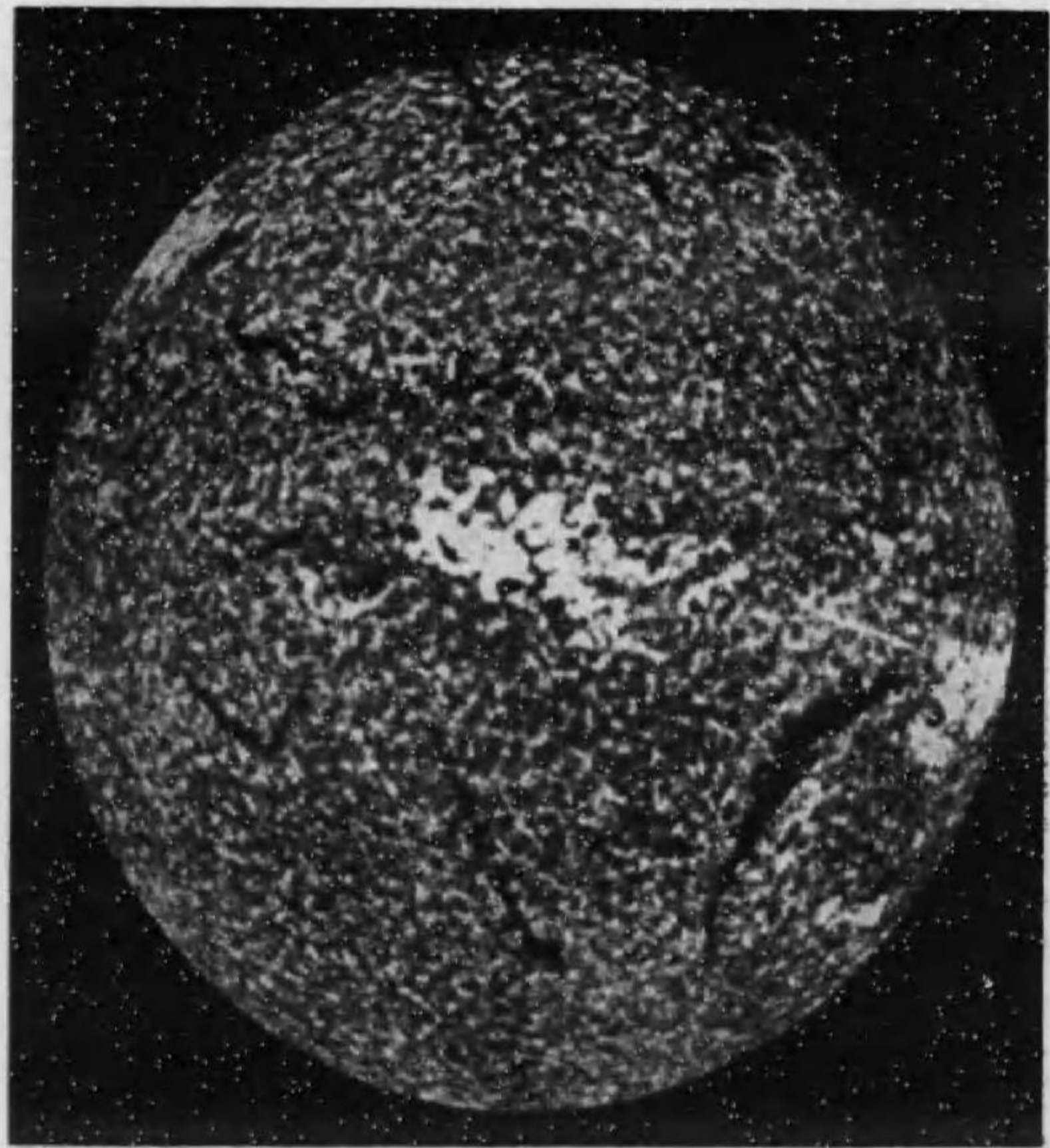


(~)

第五十圖 星光太陽寫眞の一部  
(\*)カルセウムH<sub>1</sub>線 (~)カルセウムH<sub>2</sub>線



第五十一圖 カルシウム H<sub>β</sub>線の單光太陽寫眞の一部  
一九一五年八月七日、九日ヘール及びエラーマン撮影  
(ウィルソン山天文臺にて)



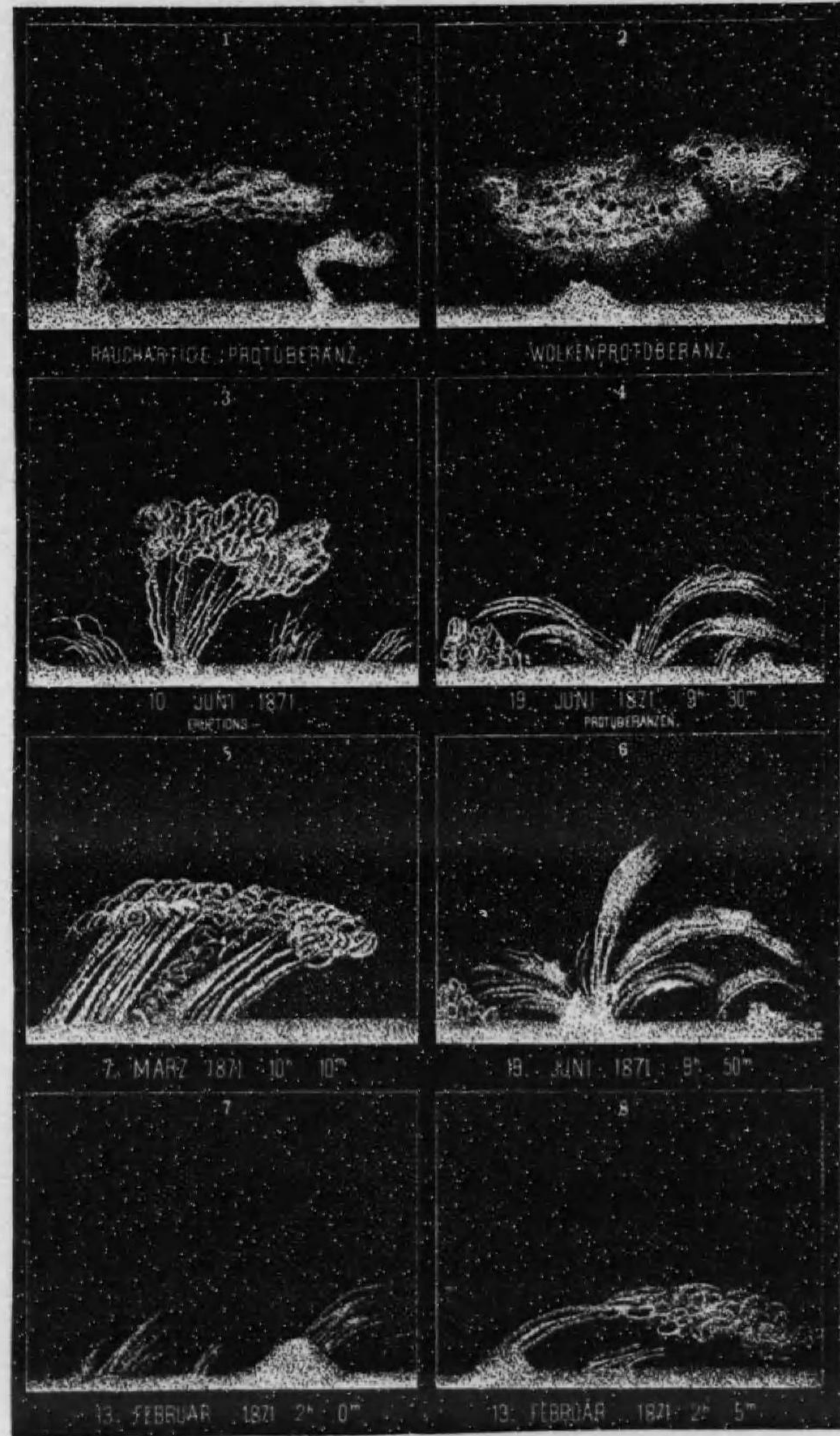
第五十二圖 カルシウム K<sub>1</sub>線の單光太陽寫眞

五十圖(ハ)は鐵の線  $\lambda 4045$  (ニ)は水素のH<sub>2</sub>線で寫したものと、又同圖の(ホ)はカルシウムH線の縁を用ゐて寫し(ヘ)は中間の輝線H<sub>2</sub>を用ゐて一黒點の附近を撮つたものであるが、かやうに同一部分を殆ど同時に寫したものであるが、非常な相違を示して居るのは元素に依り又其層位(溫度、密度)により發光のぐあひが餘程異つて居るからだと考へられる。

H<sub>2</sub>斑の特異な點は黒點の部が往々輝點となつて現はるゝことである。

#### 一四 太陽隆角、光冠及び彩層

太陽には直接我々の目に映ずる光球の輪廓の外に其直徑の數倍に達する厚みを有つた雰圍氣があるけれども、皆既日食の際太陽面が月に掩はれて附近の空の明るみが消えたときの外は見えない。此雰圍氣の光球に寄つた部分は水素のH<sub>2</sub>線を主とする光を放ち、眞紅の縁を以て太陽の周圍を彩つて居るので、彩層(クロモスフェア Chromosphere)と名付けてある。前に反彩層と呼んだフラウンホーファ線<sub>1</sub>線を産する部は彩層の底部である。



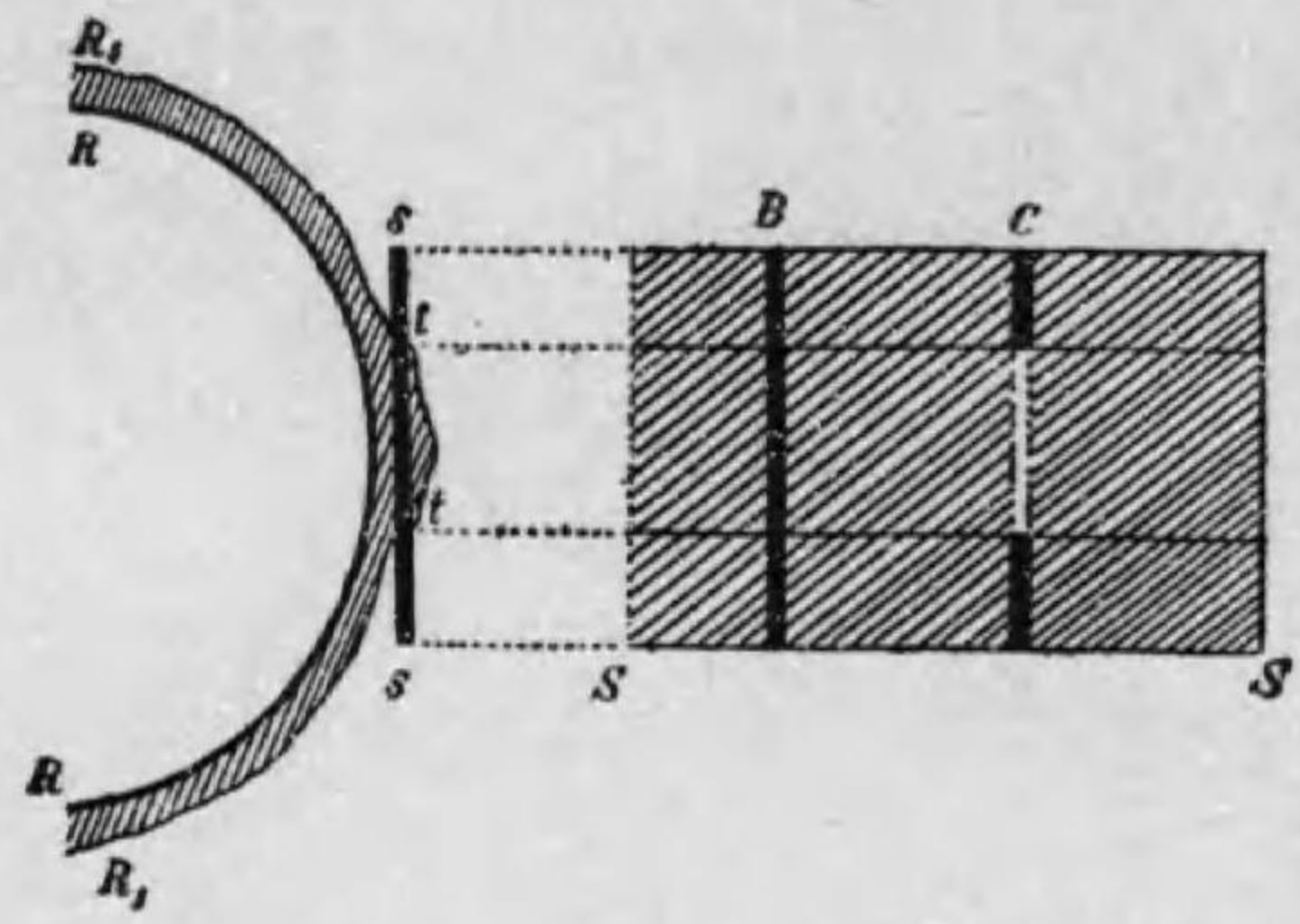
第五十三圖 噴出狀隆角と浮游狀隆角

彩層には所々に大小の突起が見える、洋名をプロミネンス Prominence とかプロチ  
 ユベランス Protuberance とか云ひ、昔は紅焰とも稱した。其形は區々であるが、大體  
 は雲の如く高層に漂ふ、浮游狀隆角と噴水の迸る如き、噴出狀プロミネンスとに分  
 類され。浮游狀のものは横に廣くして比較的永續性を有するも、噴出狀のは上  
 方に丈高く刹那的に生滅するのを常とし、前者は金屬放射線に富むも後者は水素  
 の放射線を主とする場合が多い。

紅焰はやはり非常に古くから注目された現象と見える。ジュリアス・フィルム  
 カス Julius Firmicus が西紀三三四年七月十七日の日食の際紅色の火焰狀物象を目  
 撃したと云はれて居る。一七〇六年の皆既食に現はれた隆角をスタンガン Capt.  
 Stangan は「血の如く紅い光線」と述べ、フラムスチード Flamsteed は之を隆角に關する  
 最古の記録とし、月にも雰圍氣の有る證據として之に注目を促して居る。

隆角はプロミネンスの考へた如く月輪の縁に出て居る凸起物だと思はれた  
 時代もあつたが、月の運動に伴つて動かないので此見解は否定され、一八八六年八  
 月十八日印度で觀測された日食の際ジャンセンが彩層と隆角の光は開い地の上

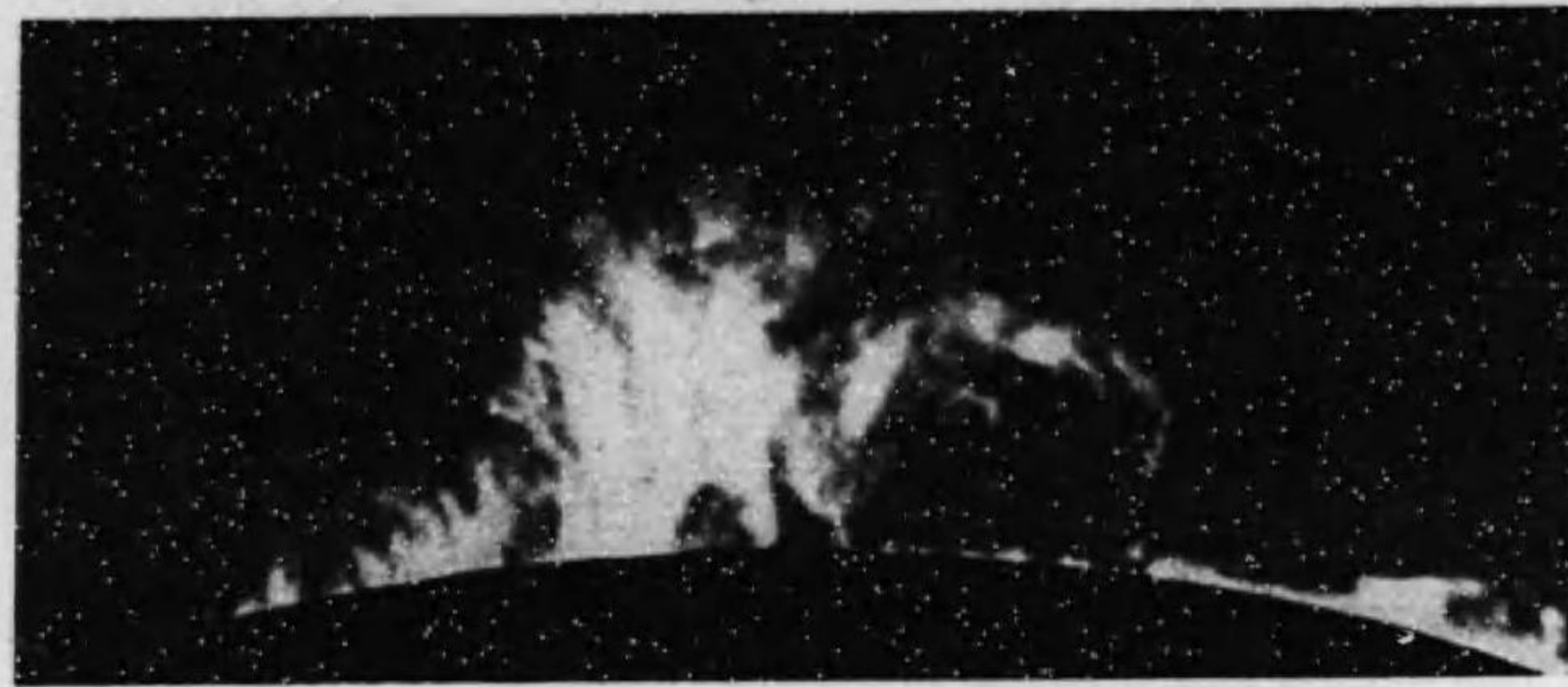
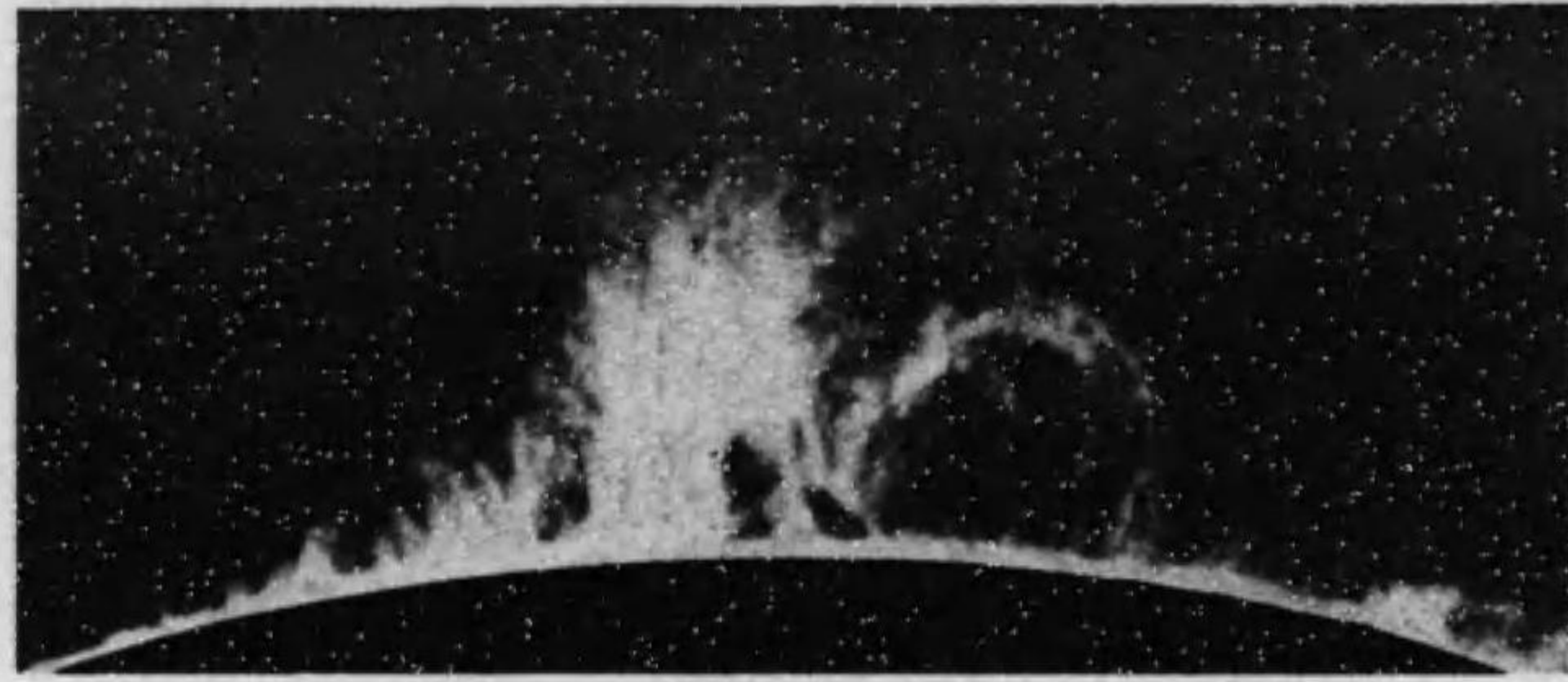
に放射線を現はすところの所謂輝線スペクトルを示すものであることを確めて  
 以來太陽自體の現象たることに疑を抱く者はなくなつたのである。



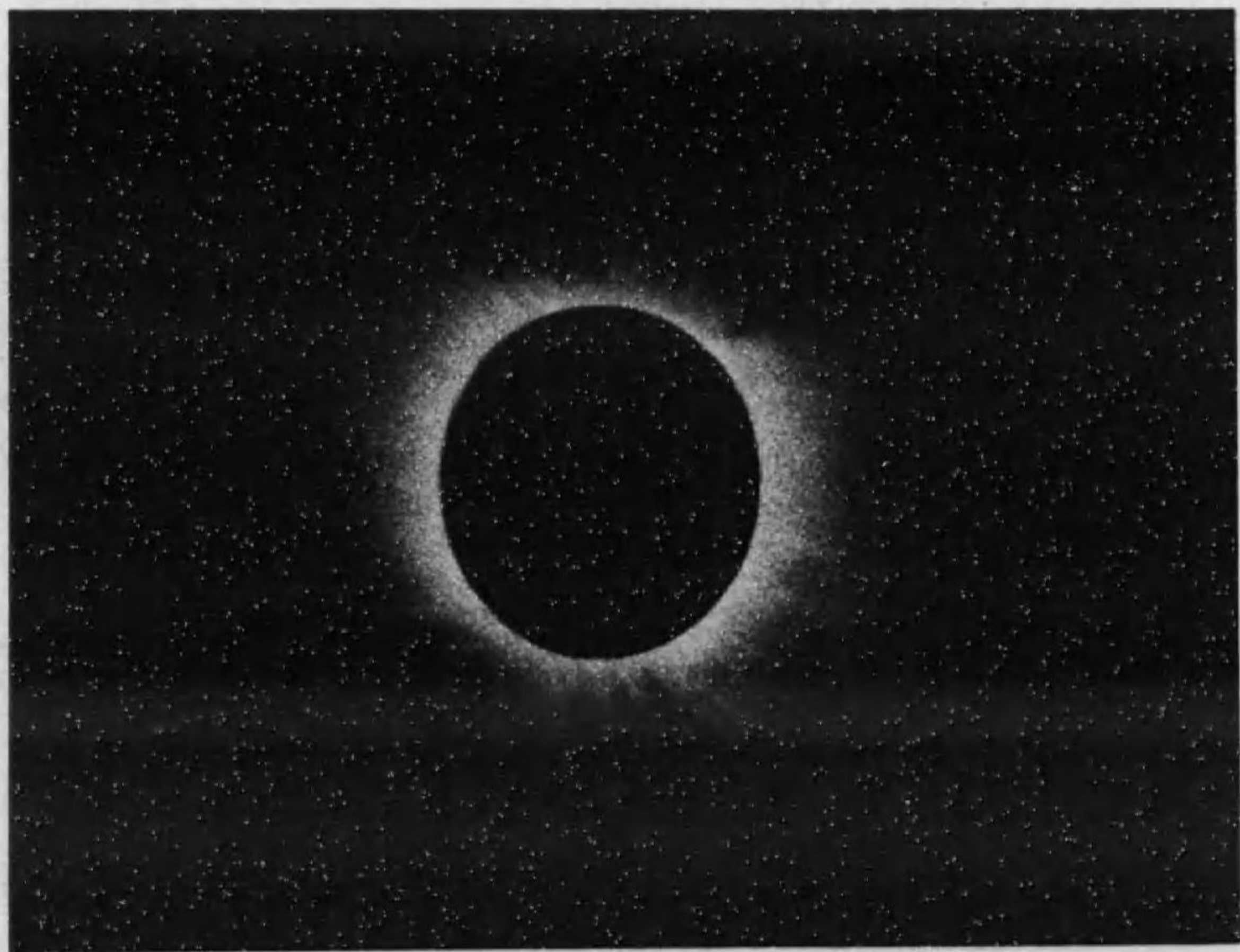
第五十四圖 平常の日に於ける<sup>プロミネンス</sup>隆角観測法

彩層と隆角<sup>プロミネンス</sup>が輝線スペクトルを示すものであるならば、皆既食の折でなくとも平常でも其スペクトルを観測し得る筈である。即ち分散力の十分強い分光器を用ゐて太陽像の縁RR(第五十四圖)の直ぐ外側にスリットを切線状(SS)に置いて観測すれば、空の明るみは分散力に比例して薄められSSの部の如く、輝線の光は左程衰へぬ故にCの如く其儘見えるか若くは寫真に現はれる道理である。ジャンセン及びロッキヤーは各自此法を案出し、一八六八年の日食の直ぐ後で之を實地に試みて其結果を日食中の観測と照合し、少しも異らぬことを確むるに及んで其效異は一般の認むるところとなつた。

上記の方法を<sup>プロミネンス</sup>隆角の出現して居る部分に應用し、スリットの幅を十分廣くして

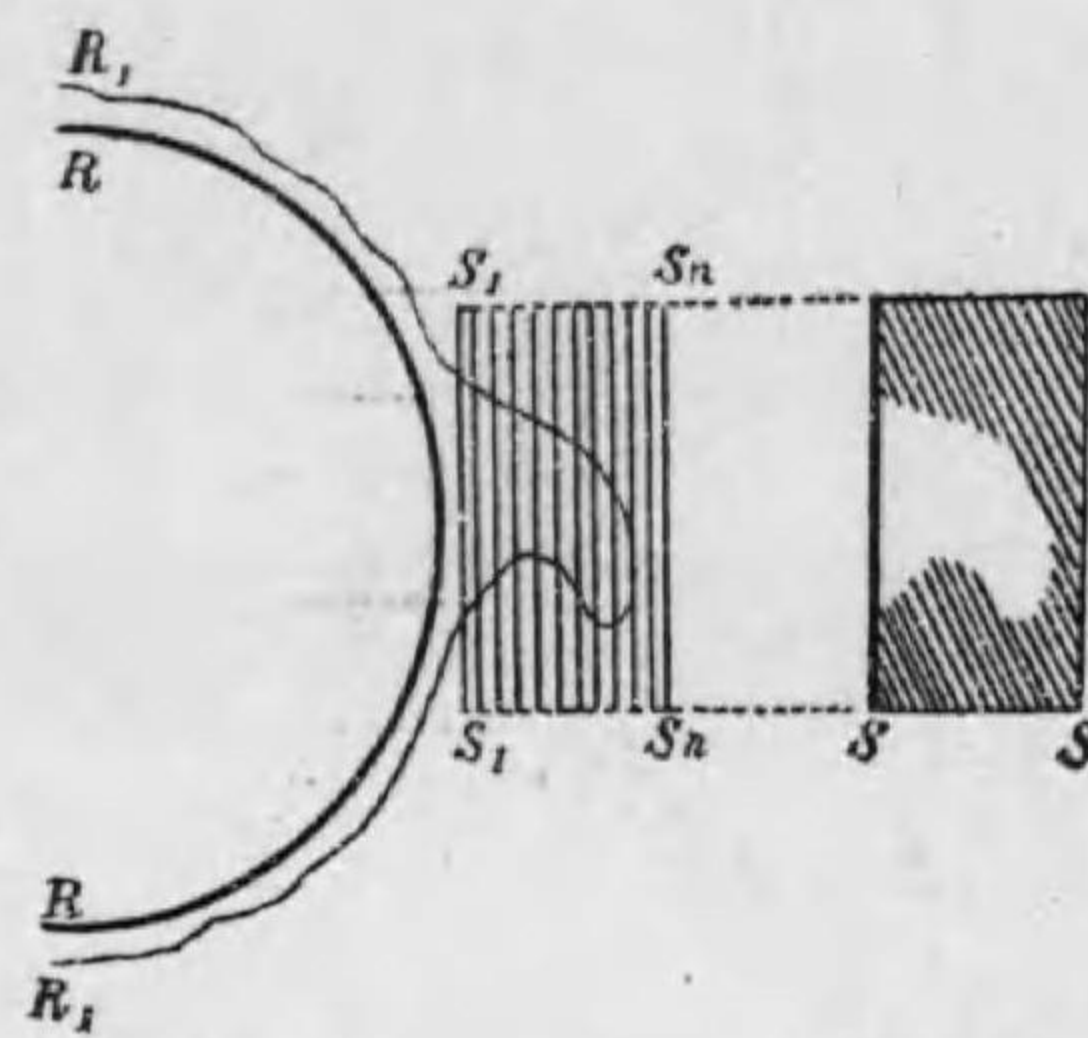


第五十六圖 太陽隆角を十分間を隔てて寫せる圖 (ヤークス天文臺にて)



第五十七圖 太陽コロナの見取圖 (クラバート氏畫) 一九〇〇年五月二十八日の日食をヤークス天文臺員の撮影せるもの

観測すれば、其形象全體が其スペクトル線の所に見える道理である。此場合は必



第五十五圖 平常の日に於ける隆角観測法

之に成功したものはない。近來は、單色太陽寫眞儀を用ひ、太陽像の光球の部分だけ  
を遮蔽して、 $H_1$ なり $K_2$ なりの線で單光寫眞を撮れば、彩層全體の畫が出来上るの  
で、廣く其方法が行はれて居る。第五十六圖はスロカム Shoem 氏が上記の方法に  
依つてヤークス Yerkes 天文臺で撮つた隆角の寫眞である。  
隆角の高さは太陽外輪から平均四〇乃至五〇秒で一〇分以上に達することも稀

ずしもスリットを切線状に置くの要なく、輪廓に直角にしてよい。此方法はハツギンスが案出した(一八六九年)ので爾後廣く用ゐられて居る。此方法で一つの隆角にスリットをあてて観測するのは厄介だから光線の眼に對する感應の殘留作用即ち活動寫眞の理を應用して、太陽像を長いスリットの前に迅速に左右に振動させ全體の形象を一度に看取することも出来る筈だが、彩層や隆角の光が比較的弱いため誰も

らしくない。太陽の距離に於ては一分は凡そ四萬基米に當る故、全長數百萬基米に達するわけである。又彩層の厚みは所により又時により深淺はあるが、平均一〇乃至一五秒と見積られて居る。即ち七〇〇〇から一一〇〇〇基米の深さがあるわけである。ラングレイが一八八〇年十月七日に觀測した隆角は一三分即ち五七〇〇〇〇基米の高さに達し、又リー・O. J. Lee がヤークス天文臺で一九二〇年十月八日にカルシウムH線で撮つた隆角の寫眞では一九分即ち八三一〇〇〇〇基米に達し、今迄のレコード破りとされて居る。

概していふとカルシウムの線で寫した畫の方が水素のより隆角が稍高く現はれる。

皆既日食の際に限つて見える「光冠」と云ふものがある。是は太陽の縁から漸次四方に薄ぼけて行く眞珠色の光で、所謂「佛の後光」として繪に描いてあるものと酷似して居る。(著者は未だ皆既日食に遭遇したことがない故、コロナの實況を知らない。たゞ讀んだり聞いた儘を簡約して讀者に取り次ぐだけである)。

<sup>(二五)</sup> コロナに關する最古の記事はフェロストラタス Phelostatus の *Life of Apollonius of*



Lyons 中に載つて居て、瞳孔周囲の虹彩に似た光環を見たとあり、Plutarch はコロナを月に掩ひ残された部分として記し、グラヴィアス Olavius も一五六七年四月九日の日食の際見えたる光環は太陽の縁だとして居るが、ケプラー Kepler は之を否定して居る。ケプラーが一六二〇年前後に出した著書 *Epitome of the Copernican Astronomy* に於てコロナの性體を論じ太陽の雰圍氣としたのは大きな卓見と云ふべきである。

コロナを太陽の縁からの遠近により大體内外二部に分けると、各部には夫々顯著な特色がある。内環は角度にして二三分の幅で、略平等に太陽を圍繞し目映い程強く光つて居るが、外環は内環の外縁から刷毛のやうに若くは放射狀に白光が射出し、所々に相當の幅を有つた白色帯が長く流出し、往々數度の先まで延びて居て、恰も夕立の絶え間に雲間を洩れる陽足ひかりの様に見えることもある。其白光帯は時にはひどく彎曲したり、其間に割れ目があつて其所から更に細い流線が幾つも流出して居ることがある。

コロナは皆既日食の度毎に觀測されるが其様姿がいつも著しく變つて居る。

又同一の日食でも觀測者により或は場所により其記事が區々である。之は光の極めて薄い微妙な構造を有つた形象を極短時間に急いで觀察記述するため觀測者の主觀が可なりに入りこんで來る故もあらうと思はれる。又實際寫眞に撮つたものを見ても用ゐた乾板の感光度や露出時間、大氣の状態、器械の種類等で印畫の上に可なりの相違を認めることがある。コロナの實體が或は地球大氣の中の現象ではないかと考へた者もあつたが一八六九年の日食にヤングがコロナのスペクトル中に固有の輝線を發見するに及んで此疑問は氷解し去つたのである。

### 一五 太陽面諸現象生滅の過程

太陽黒點は概して太陽面上特に白斑の目立つて搔亂されたやうに見える所に發生する。最初白斑の間に所々に針で突いた程の黒點——黒點の種子とでも云ふべき——が幾つも出來、其のどれかが次第に發育して大きくなるとともに其中間に灰白の部分が現はれ、其れが次第に闇黒色となつて遂に黒點の半陰影を形成する。此間に他の「種子」は成長した黒點と合するものもあれば消えてしまふものもあり又

別に他の黒點を形成するものもある。黒點が完全に發達すると大體圓形になり、其末期に近くなると形が崩れ遂に幾つもの小黒點に分れる。其際は先づ周圍の光球から白熱物質が半陰影中にのめりこんで掩ひ被さつてしまふやうな狀況を呈し、時によると黒點の兩縁から急に橋がかゝつて二つに分れることがある。橋が出来るときには兩側から突起が出て其が非常な勢で相互に突進し、何遍か着かうとしては離れ、終に着き合つてしまふ。斯様に崩壊が始まると半陰影を形成して居る纖維狀構造物は複雑な形になり、終には黒點全部が消滅して、後に白斑が殘光をとめて過去の活動を物語つて居る。然し崩れかゝつてから消滅する迄は時によると二〇日以上もかゝることがあるし其他例外がいくらかあつて一律にはゆかず、偉大な黒點でも完全な發達を遂げずに消えてしまふものもある。

黒點は出來始めが非常に急で一日足らずの間に最大になり、暫らくして徐々に小さくなつて行くのが普通で、之は一般に爆發的の現象に通有な特質と見るべきだらう。力學的の見方としては極度に不安定な釣合から平衡が崩れて安定狀態に復する際の過程として考へたら極めて大掴みな説明はつくであらう。藤原博

士は黒點を渦巻と見た場合小渦大渦間の勢力交換の原則からして當然上記の如き過程をとる道理だと云ふ説を述べて居るが之は連續的媒質中に於ける力學的現象の「生起」「發展」「消滅」の機巧に關する新らしい見方で、將來太陽面現象の解釋に寄與する所が多いだらうと考へられる。

<sup>(116)</sup> ストリーニハリスト Stoyhnust 天文臺のローチー A. L. Corbie 氏は長し間の經驗に據つて黒點の生立を概括して左の如く述べて居る。『最初所々に散在して居る小黒點が合して二つの黒點となり、大抵は前に立つた方(自轉の向きから見て)がまとまつた形狀で後の方の者は廣くはびこつては居るがぐにやぐにやした様子をして居る。次いで兩者の中間に一連の小黒點群が出来る。最初からこゝまでに五日乃至一週間位かゝるが其後二、三日のうちに這の小黒點群は消え、主黒點の後の方の者から崩壊し始めると同時に前に立つた方の形狀が圓く整つて來て、終に中心に對稱的な半陰影と本陰影とを具備した典型的な黒點となる。之に反して後の方の者が圓くなる場合もあるが其は比較的稀である。圓くなつた黒點は壯年期で此期間が一番長い。時によると此黒點が次第に縮小して殆ど消えかゝつ

たとき周圍に再び小黑點群が勃發して前のやうな過程を繰り返へすことも往々ある。此記事は黒點の生涯をよくまとめて表はしてあるが、甚だ概括的な觀察で多數の例外あることは言ふまでもない。

黒點の出來てから消える迄の壽命は區々で、僅々數時間若くは數日で消えるものもあり、一年以上にも互るのがあるが、平均二ヶ月乃至三ヶ月であつて、前記のマウンダーの觀測した一八九二年の黒點は十一月から翌年三月迄續き、一八四〇年から翌年にかけて現はれた黒點は十八ヶ月壽命を保つたと言はれて居る。概して言ふと形の規則正しいもの程長續きする傾がある。

黒點は一度消えても復た同じ所に出來たがる傾がある。尤も何時でも出來る所が定つて居るといふのではない。後から出來る黒點は前のが消えた點から少し後(自轉の向き、多分一般氣流の向きに就いて)の方に出來る傾がある。之から見ると黒點は消えても其原動力となる擾亂は前後に長く續いて居るものと考へられる。

<sup>(三七)</sup> ウィルソン山天文臺のヘールは黒點の磁力觀測から黒點の現はれる前若くは

後に同じ場所で目に見えぬ渦卷が下層に起つて居ることを屢認めた。之に據ると黒點渦動の生成に對する刺戟若くは原動(見えぬ黒點とでも云ふべき)となるものが下層に在つて黒點を操つて居るかの如く思はれる。

白斑や粒狀斑 生滅は其形態に掴み所がないので追跡することが出來ない。白斑が太陽の縁に近い所でなければ明瞭に見えぬと云ふことも形態の檢べにくい一理由に相違ない。又コロナは日食の時に限つて觀測し得る現象だから生滅の過程を知る由もない。

隆角<sup>プロトシュク</sup>の發生や形態の變遷も千種萬様である。出發點は概して彩層面に在つて上昇して極點迄達すると落下するか千切れて上方に消え去り若くは煙のやうに其儘消散してしまふ。噴出狀隆角の發生する際には概して彩層の上に小さな光つた點が出來て、其所から繊細な放射狀の形象が立ち上る。其れが暫らくの間に偉大な噴水狀に發展する。通常其下底部は毛髮狀の構造を示し、上部は雲の様に擴がり、幾つもの分岐が出来る。而して其分岐端は間もなく彩層面に曲つて降つて來たり、又は上の方で解けて浮游狀紅焰に變つたりして、時には此雲狀物が下底

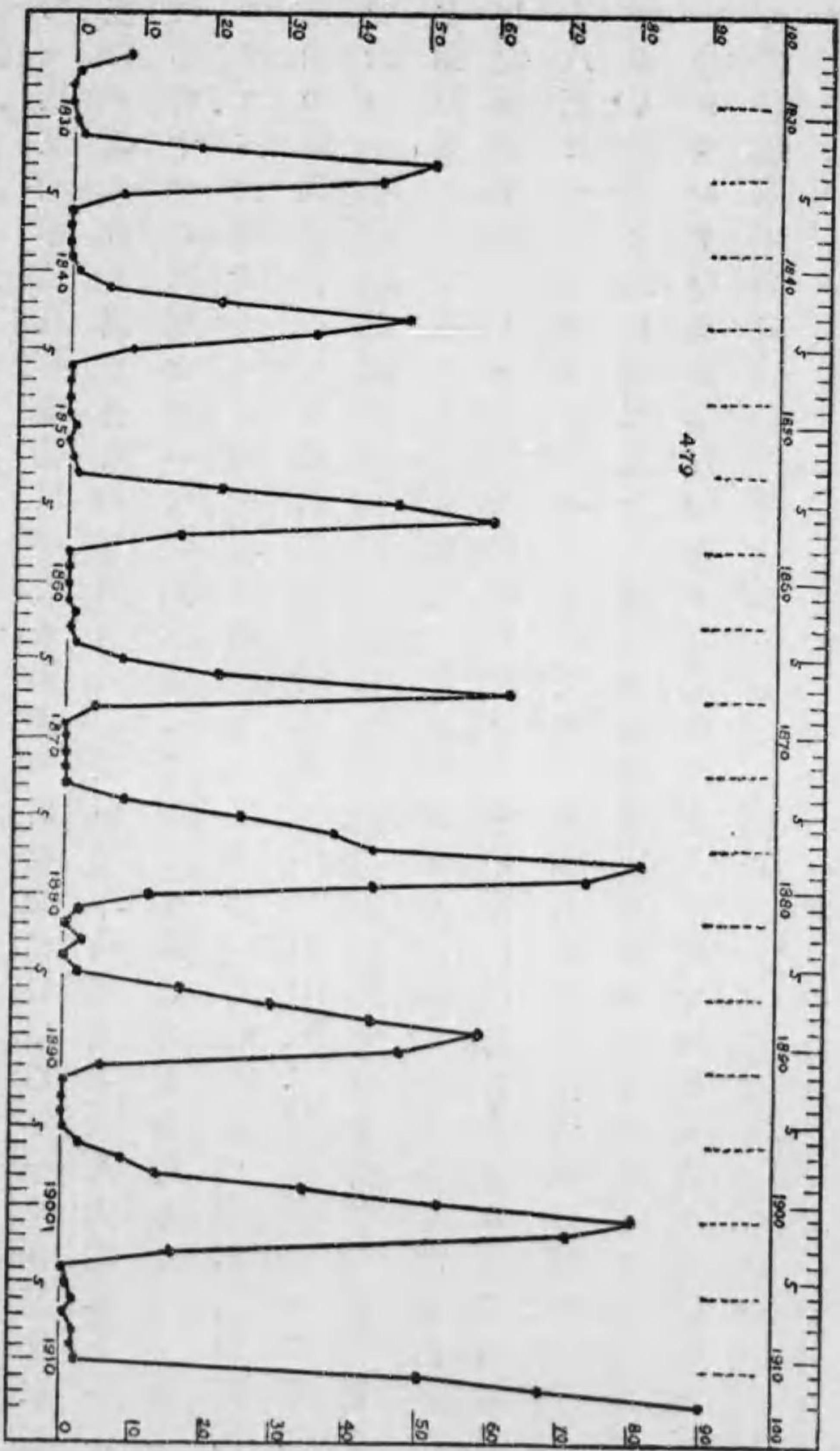
の連絡なくして宙に浮いて居ることも見受けられる。斯んな風にして、一つの型の隆角が異つた型のものに替はるのも稀らしいことではないので、各型間に確然とした區分を置くのは甚だ困難である。一度非常な勢で噴出が起り暫らくしてから復た同じ所から飛び出すことも往々ある。かういふ時には上昇速度に段がついて増して行くのが明瞭に分る。

單色寫眞に於ける各種斑紋の生滅も一定の道筋がないので系統的に其過程を記述することは困難であるが、概していふとカルシウム斑やH<sub>β</sub>斑は變遷が割合に緩かであるがH<sub>γ</sub>斑は非常に變形し易い。其の他詳しいことは後節運動の項に譲る。

### 一六 太陽面諸現象の盛衰期

太陽黒點の出現頻度には年によつて消長がある。此事柄に初めて氣付いたのはホレボウ Horrebow (一七七六年)であるが、更に確實に其真相を握つたのはデソウ Dessau シュワツツ Solwabe であつて、一八二六年から一八六八年迄四〇年の間に

太陽面上黒點皆無の日を數へて見たところ一八三三年が一三九日で、以後漸次減少し一八三七年三八年前後は一日も黒點の出現せぬ日はなく、一八四三年になると復た一四九日も黒點皆無の日がある。次いで一八五五年、一八六七年といふやうに平均十年の間隔を置いて黒點が極少なくなつて居るのを發見したのである。シュワツツは其考を一八四三年に發表し大に學界の耳目を歆てたが、この週期性は其後の觀測に依つて次第に明かにせられ、チュリツヒ Zurich のウォルフ R. Wolf は一六一一年來の記録を調べ同じ週期性がずつと以前までも續いて存在することを確むることが出來た。勿論昔の記録は甚だ不完全であるから之に基いて連續した曲線を描くことは出來ないが増減の趨勢だけは看取されるのである。第五十八圖はマウンダーがシュワツツ以來の觀測に基き黒點皆無日數が年を追つて變るぐあひを圖に表はしたもので明瞭に前記の週期性を看取することが出來る。今ウォルフの統整した材料から黒點最多及び最少期を抜いて掲げると第二十一表の通りである。



第五十八圖 年々黒點皆無日数の變化

第二十一表

最少期		最多期	
西紀年		西紀年	
1610.8	9.0	1615.5	10.5
1619.8	15.0	1626.0	13.5
1634.8	11.0	1639.5	9.5
1645.0	10.0	1649.0	11.0
1655.0	11.0	1660.0	15.0
1666.0	13.5	1675.0	10.0
1679.5	10.0	1685.0	8.0
1689.5	8.5	1693.0	12.5
1698.5	14.0	1705.5	12.7
1712.0	11.5	1718.2	9.3
1723.5	10.5	1727.5	11.2
1734.0		1738.7	
1745.0	11.0	1750.3	11.6
1755.2	10.2	1761.5	11.2
1766.5	11.3	1769.7	8.2
1775.5	9.0	1778.4	8.7
1784.7	9.2	1778.4	9.7
1784.7	13.6	1788.1	16.1
1798.3	12.3	1804.1	12.2
1810.6	12.7	1816.4	13.5
1823.3	10.6	1829.9	7.3
1833.9	9.6	1837.2	10.9
1843.5	12.5	1848.1	12.0
1856.0	11.2	1860.1	10.5
1867.2	11.7	1870.6	13.3
1878.9	10.7	1883.9	10.2
1889.6	12.1	1894.1	12.3
1901.7	11.7	1906.4	10.6
1913.4	10.6	(1917.0)	
(1924.0)			

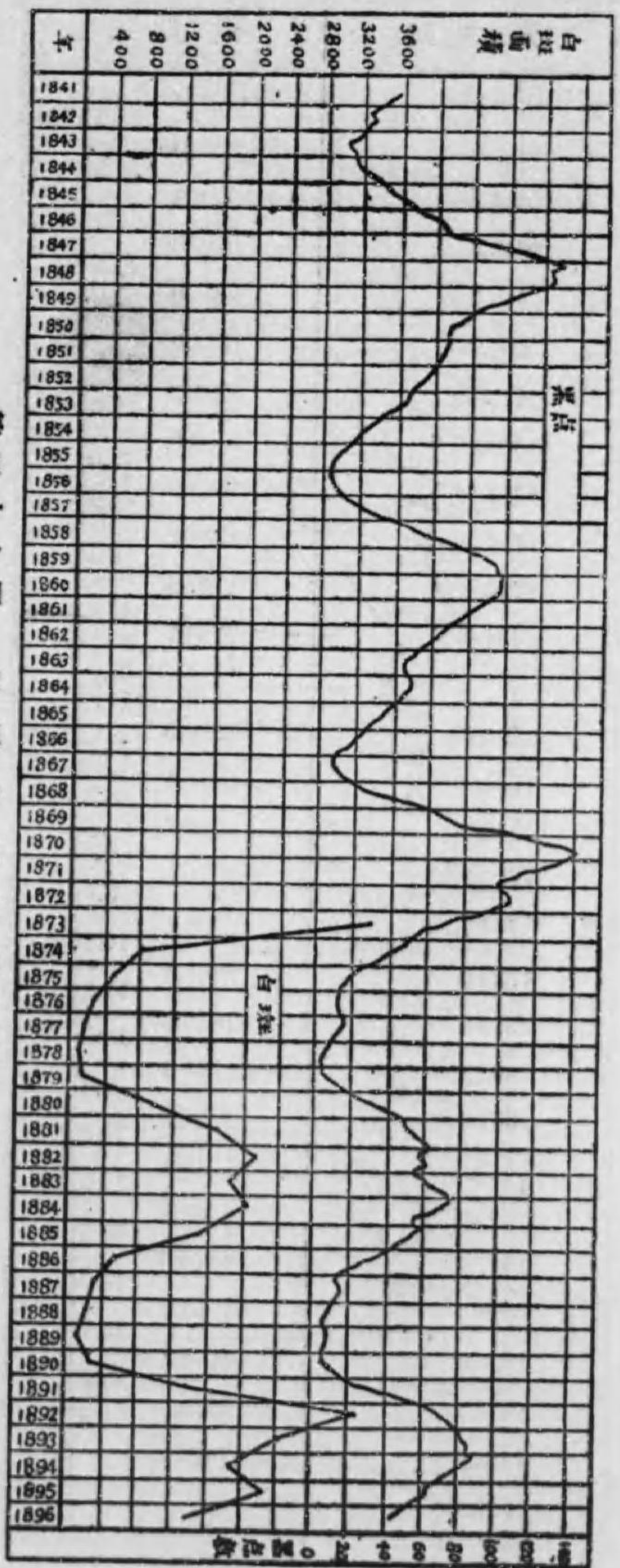
右表中一八七八年以後はウォルフA. Wolferの補遺に成るもので、全部を二期に分け各期から平均週期を出すと、

第一期

第二期

黒點最少より最少迄 一一二〇年 一一・一一一年

黒點最多より最多迄 一一・二〇年 一〇・九四年  
 となり平均一一・二一年となるが、短いときは八年に短縮し、長いときは一六年にも延びて居るので、嚴密な意味に於ける週期とはいひ難い。のみならず、最少期から最多期に至る年數の方が最多期後最少期迄の年數より短いので、曲線の上り坂



第五十九圖 黒點數逐年變遷曲線

が急であるが、下り坂は比較的緩かになつて居る。其割合は平均四年と七年となつて居るが、ニューカム *Newcomb* は之を四・六二年と六・五一年と精算して居る。此事柄はウォルフの外ド・ラ・リュエ *De la Rue* スチュウオート *Stewart* レウィー *Lowy* 等の研究で確かめられた顯著な事實であつて、第五十九圖を見れば一目して其模様が分る。

茲に黒點數と云ふのはウォルフの相對數 *relative number* なるものであつて

$$r = k(10g + f)$$

なる式で表はされる。但し  $g$  は觀測した黒點及び黒點團の數、 $f$  は其各集團中に含まるゝ個々の黒點の數と集團外の黒點の數との和である。又  $k$  は觀測法、使用器械、其他觀測の精確度に關係ある種々の事情を斟酌して定むるもので、標準状態の觀測に引直ほす爲に乗ずる係數である。でウォルフは自分が三吋の望遠鏡で六四倍の擴大率を以て觀測した場合を  $M=1$  とした。従つて更に小さい器械で且粗雑な觀測なら  $k$  が 1 より大きく、又更に強力な望遠鏡でやつた觀測なら  $k$  を 1 以下にする。斯様にして出した相對數  $r$  は黒點の總面積と略比例し、 $r=100$  は面

積で丁度太陽半球面の  $\frac{2}{3}C$  に相當して居る。

黒點出現の程度を示すには其面積の總和を以てする方が太陽面の活動を表示するに適して居る。英國グリニッチ天文臺では西紀一八七三年以來同臺の外南亞、印度等の觀測に基いて殆ど一年中一日も缺けぬ連続した黒點面積の記録を作つて年々發表して居る、今左に參考の爲ウォルフ及びウォルファアの黒點數とグ

第二十二表 (イ)

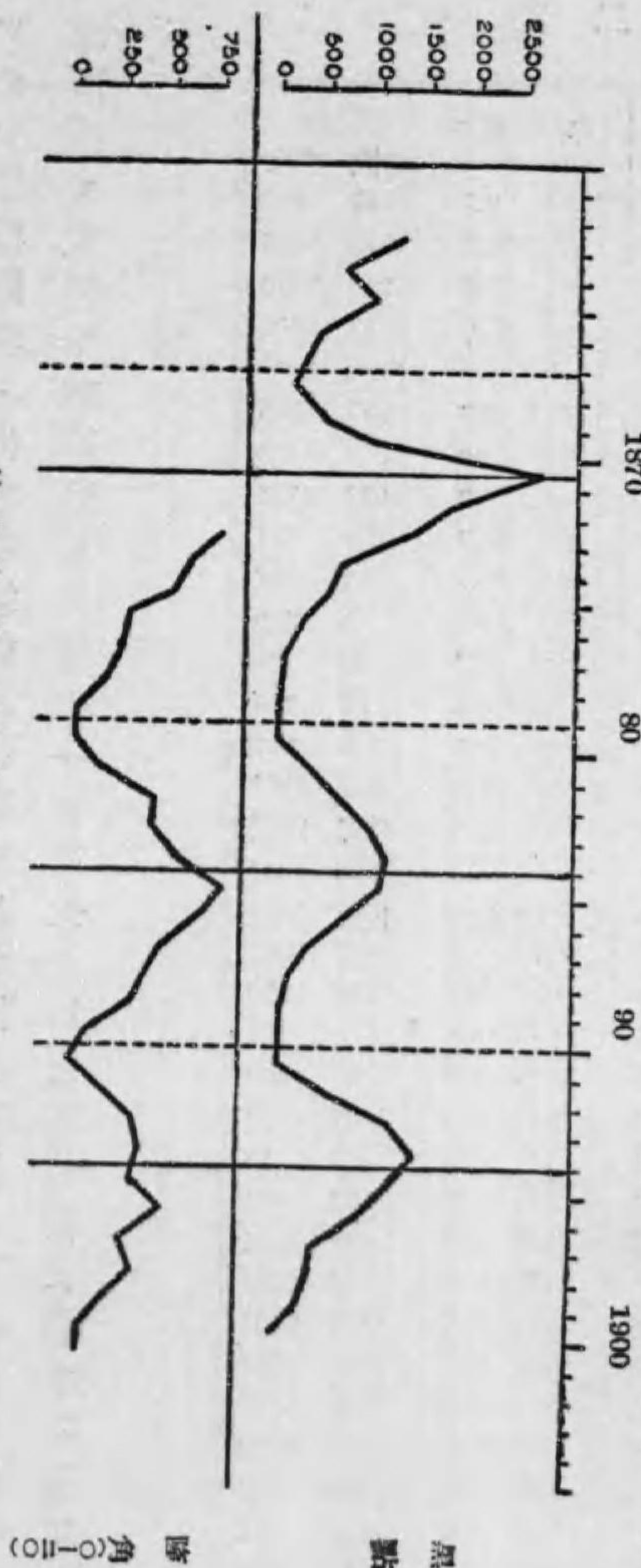
年	黒點數	年	黒點數	年	黒點數
1750	83.4	1785	24.1	1820	15.7
51	47.7	86	82.9	21	6.6
52	47.8	87	132.0	22	4.0
53	30.7	88	130.9	23	1.8
54	12.2	89	118.0	24	8.5
55	9.6	90	89.9	25	16.6
56	10.2	91	66.6	26	36.3
57	32.4	92	60.0	27	49.7
58	47.6	93	46.9	28	62.5
59	54.0	94	41.0	29	67.0
60	62.9	95	21.3	30	71.0
61	85.9	96	16.0	31	47.8
62	61.2	97	6.4	32	27.5
63	45.1	98	4.1	33	8.5
64	36.4	99	6.8	34	13.2
65	20.9	1800	14.5	35	56.9
66	11.4	1	34.0	36	121.5
67	37.8	2	45.0	37	138.3
68	69.8	3	43.1	38	103.2
69	106.1	4	47.5	39	85.8
70	100.8	5	42.2	40	63.2
71	81.8	6	28.1	41	36.8
72	66.5	7	10.1	42	24.2
73	34.8	8	8.1	43	10.7
74	30.6	9	2.5	44	15.0
75	7.0	10	0.0	45	40.1
76	19.8	11	1.4	46	61.5
77	92.5	12	5.0	47	98.5
78	154.4	13	12.2	48	124.3
79	125.0	14	13.9	49	95.9
80	84.8	15	35.4	50	66.9
81	68.1	16	45.8	51	64.5
82	38.5	17	41.1	52	54.2
83	22.8	18	30.4	53	39.0
84	10.2	19	23.9	54	20.6

リニッチの黒點面積共に年平均數とを列記して置く。但し面積は半陰影をも合した總面積で、太陽半球面の百萬分の一を單位とし、投影短縮に對する補正を施してある。

第二十二表 (ロ)

年	面積		年	面積	
	黒點	白斑		黒點	白斑
1855	6.7	.....	1890	7.1	99 304
56	4.3	.....	91	35.6	569 1412
57	22.8	.....	92	73.0	1214 3270
58	54.8	.....	93	84.9	1464 2404
59	93.8	.....	94	78.0	1282 1877
60	95.7	.....	95	64.0	974 2278
61	77.2	.....	96	41.8	543 1410
62	59.1	.....	97	26.2	514 1149
63	44.0	.....	98	26.7	375 891
64	47.0	.....	99	12.1	111 337
65	30.5	.....	1900	9.5	75 180
66	16.3	.....	1	2.7	29 29
67	7.3	.....	2	5.0	62 178
68	37.3	.....	3	24.4	340 970
69	73.9	.....	4	42.0	488 1761
70	139.1	.....	5	63.5	1191 2612
71	111.2	.....	6	53.8	778 2320
72	101.7	.....	7	62.0	1082 1999
73	66.3	701 3401	8	48.5	697 2098
74	44.7	601 813	9	43.9	602 1353
75	17.1	272 451	10	18.6	264 971
76	11.3	122 256	11	5.7	64 459
77	12.3	92 175	12	3.6	37 210
78	3.4	24 96	13	1.4	7 95
79	6.0	49 151	14	9.6	152 454
80	32.3	416 977	15	47.4	697 1621
81	54.3	730 1733	16	55.4	724 1785
82	59.7	1002 2154	17	103.9	1537 2305
83	63.7	1155 1856	18	80.6	1118 1882
84	63.5	1079 2057	19	63.6	1052 1729
85	52.2	811 1496	20	37.6	618 1219
86	25.4	381 579	21	26.1	420 739
87	13.1	179 301	22	14.2	252 415
88	6.8	89 236	23	5.8	55 222
89	6.3	78 131	24	16.7	.....

上に述べた様な週期性は白斑や隆角にも現はれて居る。前圖の下端に描いたのがグリニッチの観測に基いて白斑の面積の増減を示したもので、極大極小期は殆ど黒點と一致して居るが、隆角の曲線第六十圖は大體に於て同じ趨向を示せるも位相が幾らか遅れて居る。デランドルの研究では同様の傾向が單色寫眞の黒斑の面積に於ても認められると云ふことである。隆角頻度の曲線が赤道に近い



第六十圖 隆角の頻度曲線

所、即ち主として黒點の現はれる部分に生ずるものに就いては略黒點面積の曲線と併行して居り、全部を合算すると相違が出来て来る。此事は兩現象の關係を研究する上に面白い結果であるが此點に關しては後から詳述する。

ウォルフ以來太陽黒點の週期性に關し深く研究した學者は甚だ多い。ウォルフは一九〇一年迄の観測に據り平均週期を一一・一二四と出し、ニューカムは記録を特殊の方法で解析した結果、一一・一三年なる不變の週期性とともにも他の週期變化が重つて居るために實際見るやうな振幅及び週期の變化や上り坂と下り坂の緩急の差が生ずるものとなし、東京天文臺の平山信博士は黒點數に調和分析を施して種々の週期を算出され、又水澤緯度観測所の木村博士は黒點數の變化がフリーエー級數で表はされるものとして各項の係數や週期を出して居る。シユスタール A. Schuster も週期圖法 periodogram で週期や其重要さの程度を求めて居るし、オックスフォードのターナー Turner も同様な計算をして似たやうな結果を得て居る。之を前記のウォルフやチール等の計算と共に對照列記すると次表の如くである。但し此表の如く多數の週期が存在して居るといふことは之等種々の週期



變化が重り合つて居る結果として實際見るやうな複雑な曲線を示すのだといふ意味に外ならぬのである。

第二十三表

	ウオルフ F. Wolf		シユスター A. Schuster		平山		木村	
	P	A	P	A	P	A	P	A
11 $\frac{1}{3}$	21.2	11.125	1.00	11.13	43.8	11.114	27.5	
81	17.7	.....	.....	.....	.....	82.2	18.7	
10	17.1	.....	.....	.....	.....	9.99	14.3	
8 $\frac{1}{3}$	.....	8.36	$\frac{1}{3}$	8.35	8.0	8.25	9.7	
.....	.....	13.5	.....	13.36	5.9	13.53	8.0	
.....	.....	5.56	0.24	5.57	11.8	5.49	5.1	
.....	.....	.....	.....	.....	.....	5.95	5.1	
.....	.....	4.79	$\frac{1}{6}$	.....	.....	4.85	4.3	
.....	.....	3.71	0.11	.....	.....	3.63	3.1	
						16.59	3.3	

備考 Pハ年ヲ單位トシテ週期ヲ表ハシタモノ、  
Aハ當該週期性ノ振幅デアル。

右の外モイスナー<sup>(三五)</sup> O. Moissner、ラー<sup>(三五)</sup> ラーモア J. Larmor 等も之と似た計算をして居るが大同小異である。

茲に面白いことはシユスターの第一週期と第二週期の逆数を相加へたものが略第五週期の逆数に等しくなることである。即ち

$$\frac{1}{11.125} = 0.08988$$

$$\frac{1}{8.35} = 0.11962$$

$$\frac{1}{0.20951} = 4.77$$

此結果は一般の波動現象に於て二つの異なる波動が共存するとき其振動数  $n_1$   $n_2$  の和又は差に等しい振動数の波動が起り易いといふことと似寄つた事柄である。此場合

$$n_1 = 0.11962$$

$$n_2 = 0.08988$$

$$n_1 - n_2 = 0.02974 = n_3$$

$$\frac{1}{n_3} = 33.38 \text{ 年}$$

であるから、斯様な長週期の存在が大いに可能である。又一面から見ると以上の三週期は三三・三七五と云ふ母週期の簡単な割合になつて居るのも面白い。即ち

$$\frac{33.375}{3} = 11.125$$

$$\frac{33.375}{4} = 8.344$$

$$\frac{33.375}{7} = 4.768$$

右の外木村、ターナー、ウォルフ諸氏は八十年前後の長週期がかなりの重要さで現はれて居ることを唱へて居る。然し、以上の如くにして算出された多くの週期の實在性がどこまで確かだかといふことは單に振幅Aの値のみで判断することは出来ない。ターナーは此點を精査して

$$\frac{14.63}{\text{年}} \quad \frac{11.41}{\text{年}} \quad \frac{10.22}{\text{年}} \quad \frac{8.36}{\text{年}}$$

の四週期以外は單に計數上から出た幻影的週期で、物理的意義の無いものと斷じ、而かも一一年週期以外は舊時代の比較的不整な觀測のみに現はれて來るものであるのであまり重きを置くに足らぬものとし、又シカゴ大學のマイケルソン A. Michelson も調和分析の結果に基いて之と同様な論斷を下して居る。同様に十一年以外の週期を排斥するものは少くない。ラーモア及びヤマガ *Sir J. Larmore, N. Yamaga* はやはり一七七六乃至一七九八年の期間を法外なものとして除外した結果  $11\frac{1}{8}$  年の週期だけが全期を通じて不斷に存在し、此外のものには物理的の意義が甚だ薄いものと論斷して居る。恐らくターナー等の考ふる如く一一年週期が時代によつて伸縮するものとする方が宜しからう。例へば太陽内部に於ける或種の熱力學的の「不安定状態」が十一年毎に漸次醸成され、其「崩れ」安定状態にもどる過程として、を促進すべき或る外的の刺戟が間歇的に週期的にせよ、全く無秩序にせよ、加はる如き場合に於ては、其刺戟が全然十一年週と同一の週期を以て加はらぬ限りは當然「崩れ」の發現時期の回歸が十一年目よりも遅れたり進んだりする筈であり、而かも其刺戟が週期的であれば、進み、遅れも週的に廻つて來

る道理である。又此場合振幅の各循環期毎に異なるのは蓄積されたポテンシャル、エネルギーの多寡に依るものと見らるゝ故に、平均に於て「崩れ」の遅れ進みでさまるのである。果して然らば黒点数極小期が遅れると後の極大は顯著になる傾がなければならぬ道理だが必ずしもさうなつては居ない。或は又数十年若くは其以上の長い期間を隔てて「つりぼつり」と不連続に加はる個々の刺戟に依り夫れ夫れ一連の熱力學的振動が起り、其に伴つて週期的に「不安定の崩れ」が惹起さるゝものと見るならば、個々の刺戟に随伴する波群は別々のものとして取扱はるべきものであつて、終止一貫した波として分析することは意味をなさない。次に甲乙二つの原因があつて別々に働けば何れも波動的に作用するとするも、同時に働かず交互に作用する如き事情があるとしたら、別々に働いた場合の結果を波動合成の原理に據つて合成すると、實際に起る現象の経過とは全く異つたものが出來上るに相違ない。又逆に實際の経過を波動分析の法で取扱つた結果も此二原因に探り入る方便にはならぬだらう。之を要するに何れにしても太陽黒點の循環性は「フーリエ」展開の如き方法を以て單純に取扱はるべきものでなく、更に物

理的の立場から有機的に考察すべき問題であらう。數學的に見て「フーリエ」展開が可能であるとするも、一二の項以外各項に物理的意義を附與するを得るや否やは自ら別個の問題である。

ともあれ、十一年週期の外三三年の週期は多少注目の價值があらう。地球上の氣候の變化に所謂ブリュクナー週期 *Brückner's period* と稱さるゝ三〇乃至三五年の週期が諸方面に互り又種々の氣候要素を通じて顯はれて居ることや、ターナーが發見した三三年毎の「不連續期」、有名な獅子座流星群の三三年公轉期等も之と關係せるやの疑がある。黒点数の極大が極小期からの増し方の急であつた場合程顯著に出ると云ふことは前から知られた事實であるが、<sup>(1852)</sup>ロツキヤー *W. Lookyer* は極小から極大までの年數と極大から次の極小迄の年數の比が漸々變化し行き、其れが平均三五年で元にもどる勘定になると云ふことを發見し、恐らく太陽活動を支配する原動力に三五年の週期變化があるのでなからうかといふ見解を發表して居るが、これは寧ろ誘因となる或種の作用に於ける週期と見た方が穩當であらう。

隆角の頻度の變化に就いてはロツキヤ<sup>(三七)</sup>が約三年の週期を見出した。Royds<sup>(三八)</sup>が週期圖法により  $13\frac{1}{3}$  年、 $7\frac{1}{2}$  年、 $6\frac{1}{3}$  年等の週期を得て居るが、之に物理的意義を附するのは躊躇せねばなるまい。

惑星の引力の影響と關係をつけるために、其公轉週期と一致する週期の探求を試みた人もあるが、あまり重きを置くに足らぬ例へばフレンケル<sup>(三九)</sup> E. Frenkel が二〇〇日と六八・五日といふ週期を發見し、金星並に水星の公轉期との一致を指摘して居る如きはそれである。此點は後で黒點數循環の原因を論ずる際に再び詳記する筈である。

### 一七 太陽面諸象の分布及び配列

太陽黒點が集團を成して現はれることは周知の事柄である。其配列の型式は甚だ多様で一律に包括することは困難だが、大體左の五種に分類してよからう。

- 一、一、二個の黒點がまばらに散在して居る場合。
- 二、二つの黒點が一對となつて現はれる場合。此中には前に立つ者、自轉の向

きに就き)が主黒點なる場合、後のが主なる場合、及び兩者略同級の場合がある。

三、黒點が珠數の様に連つて居る場合。此中には輪廓の明確な黒點を含む場合と、單に形の不規則な黒點の半陰影が長く延びて珠數狀になつたのとある。

四、單獨の黒點。此中には圓くて外形の規則正しいものと不規則な形のものとなつて、各微小な附隨黒點を率ゐて居ることと、從者なきこととあり、又附隨者も列を作ることと然らざるとあり。

五、大きな黒點の不規則な集團。

以上五つの型は大體に於て開展の順序に列べたもので、ストーニー<sup>(四〇)</sup> ハーリストのコーチー<sup>(四一)</sup> が三五〇〇個の黒點の見取圖に基いて分類したものである。特に多い型式は一つの主黒點が澤山の小黒點を率ゐて一群を成し、太陽赤道に沿うて配列されて居る場合である。

黒點が對<sup>(四二)</sup>になつて出ることの多いのは特に注目すべき現象である。ヘール<sup>(四三)</sup>の觀測に據ると、相互の距離は區々で、殆ど相接するばかりのもあれば、時によると五、六度も離れて居ることがある。多くは前に立つて居る方(西方)が先に出來、大さも



第六十二圖 黒點の橢圓狀配列



第六十一圖 黒點の環狀配列

第二十四表

太陽面緯度	黒點軸ノ赤道ニ對スル傾斜	
0° 4'	3.7	(118)
5 9	2.4	(433)
10 14	5.6	(715)
15 19	5.8	(596)
20 24	8.7	(485)
25 29	9.3	(206)
30 34	10.8	(80)

第五章 太陽面の諸現象 其一

二二四

後のより幾らか大きいことが多い。又時によると兩方同時に出来ることもあり、或は後の者(東)の方が早く發生することもある。大きい方の黒點には小黒點が澤山附隨して居ることが多い。

對黒點の連結線(黒點群の軸と呼ぶ)は大體赤道と平行して居るが多少之に傾いて居るのが普通である。ジョイ(Joy)がカリントン(Carrington)やスベネオラー(Speiler)の観測に基いて研究した處に據ると、此傾斜は黒點生滅の過程を通じて殆ど不變であるが、左表の如く出現の緯度によつて多少の不同がある。而して概していふと後方の(東方)黒點の方が赤道から遠くに現はれ、且此傾斜は高緯度のもの程著し

此傾斜角は太陽活動循環期には關係なく緯度のみに依關するものらしい。對  
黒點、或は雙子黒點に關する更に立入つた論述は後段の黒點渦動論及び磁極性の  
項に譲り、更に他種の配列に就き一言しよう。

一般型に入らない特殊な配列型も多いが、就中一つの黒點の周圍に多數の小黑  
點が環狀に羅列して居る場合が甚だ多い(第六十一圖)。(四三) ストリーニーハリスト天文  
臺のヘンロトウ F. Henrotan は小黑點の橢圓狀に列んだ場合の實例を多數擧げ(第  
六十二圖)太陽大氣中の一部に起つた橢圓狀の氣流に基くものとして居る。氏の  
觀測に據ると斯様な配列は太陽面活動の極大期に多く現はれ、黒點群の出現する  
前兆となる場合が多いと云ふことである。此種の配列は忽然として現はれ間も  
無く消滅するもので、其現滅の迅さは單に力學的の作用で氣流の中に起る現象と  
は思へないといふところからして、恐らく反對の荷電を有する隣接部に起る放  
電(橢圓狀)に基くものだらうとし、黒點は之に伴ふ爆發作用に依る瓦斯の膨脹が基  
になつて正負のエンクロンが各一方に渦を卷いて集中する過程であらうと云  
ふ考を述べて居る。一個の面白い觀察ではあるが、其當否に關して未だ何等の判

断を下すべき時期でない。

單光寫眞に於ける諸斑點の配列に關しては未だあまり研究されて居らぬが、ケンブリッヂ天文臺の<sup>(四三)</sup>バットラー C. P. Butler 氏の調査に據れば、 $\Gamma$  緬羊斑の集團形を「細長いまとまつた形のもの」「不規則な形に集團せるもの」「散亂して定形なきもの」に分けて見ると、細長いのは其軸が赤道に對して傾斜して居て前端(自轉の方向に)が後端より赤道に近くなつて居ることを發見し、しかも此傾斜が黒點數循環期に伴つて變化し、且其の變化が南北半球で互に逆になつて居ると云ふのは甚だ面白い現象である。尤も此集團形といつても、きまつた形を保つて居るものではなくまとまつた形のもものが散亂してはなればなれの殆ど見分けもつかぬものになり、其反對に散亂したのが漸次連絡してまとまつた形象を成すこともあるのである。然し概していふと黒點などよりも壽命が長くて二週間以上も續くのが多い。

小さな團塊が生長して行く際に前端の方が後端より早く延びて行く傾があることや、黒點が $\Gamma$  緬羊斑の團塊の前端に在ることの多いといふことも注目すべき

現象である。 $\Gamma$  斑は高層の現象で小さい黒點などは其爲に概して掩蔽されて見えないことが多いのであるから、緬羊斑中に姿を現する黒點は上層迄頭を出した有力な黒點と見なければならぬ。斯く上層迄延びた有力なのが前頭に立ち而して比較的赤道に近く位して居るといふことは太陽大氣の一般流向に關し一つの指針を與ふるもので、之に就いては更に後節に論及することとしよう。 $\Pi$  の間織の分布に關してはロイズの研究によると五〇乃至六〇度の邊に際立つた極大頻度を示し、又一〇度乃至二〇度邊に二次極大がある。而して赤道には極めて少い。

<sup>(四四)</sup>紅焰と緬羊斑の關係に就いて諸家の研究を一瞥するに、アベツチ G. Abetti が一九〇六乃至一九〇八年ヤークス天文臺で觀測した結果に據ると、<sup>(四五)</sup>彩層上隆角<sup>プロミネンス</sup>の見える邊に顯著な $\Pi$  緬羊斑のある場合多く、殊に一九〇七年七月十七日に現はれた二つの隆角の如きは、其流線が中間に在つた $\Pi$  緬羊斑の所に曲つて落ちこんで居るのが明かに分つたといひ、<sup>(四六)</sup>又ヘールは一九〇八年五月二十六日には紅焰の一群が $\Pi$  渦動斑の大部分を掩つて居たことを指摘して居る。之等の事から兩現象の間には密接な關係のあることは否まれないが、必ずしも一派の論者の主張するが

如く両者が同一現象の両面であるとも断定することが出来ない。現にリーマン Lee がヤークス天文臺で撮つた約三千枚の寫真から統計をとつた結果に據ると隆角は緬羊斑と關係ある場合が稀だといふことである。尙紅焰の頻出帯が二〇乃至三〇度にあるのに緬羊斑は一〇乃至二〇度に一番多く出るといふやうな分布上の相違も兩者の關係に疑を挿ませる一理由である。

之に反して H<sub>2</sub> 又は H<sub>3</sub> 畫に現はるゝ闇黒織條斑は隆角と密接な關係を有して居り、其共存率は八一パーセントに達するといふことである。實際紅焰と H<sub>2</sub> 闇織とは同一物象の兩面觀であるといふ説は恐らく眞に近いものであらう。<sup>(四六)</sup>ヘールは H<sub>2</sub> 隆角と H<sub>3</sub> 闇織の同一物であることを認め、しかも立體寫真で闇織が他の部分より一段盛り上がつて居ることを檢證することが出来たのである。左圖(第六十三圖)はエライマン Ellerman が一九一七年六月二十七日から三十日の間に H<sub>2</sub> 線で撮つた畫であつて、(a)(二十七日)は闇織の一端が太陽の縁に懸つたばかりで、丁度其邊に朧げながら紅焰が立ち上つて居るが、(b)(二十八日)は闇織が大部分太陽縁を越えて向側に没し、同時に其上部と思はるゝ所に紅焰が煙の如く見えて居る。越えて(c)



(a)



(b)



(c)



(d)

第六十三圖 早光太陽寫真



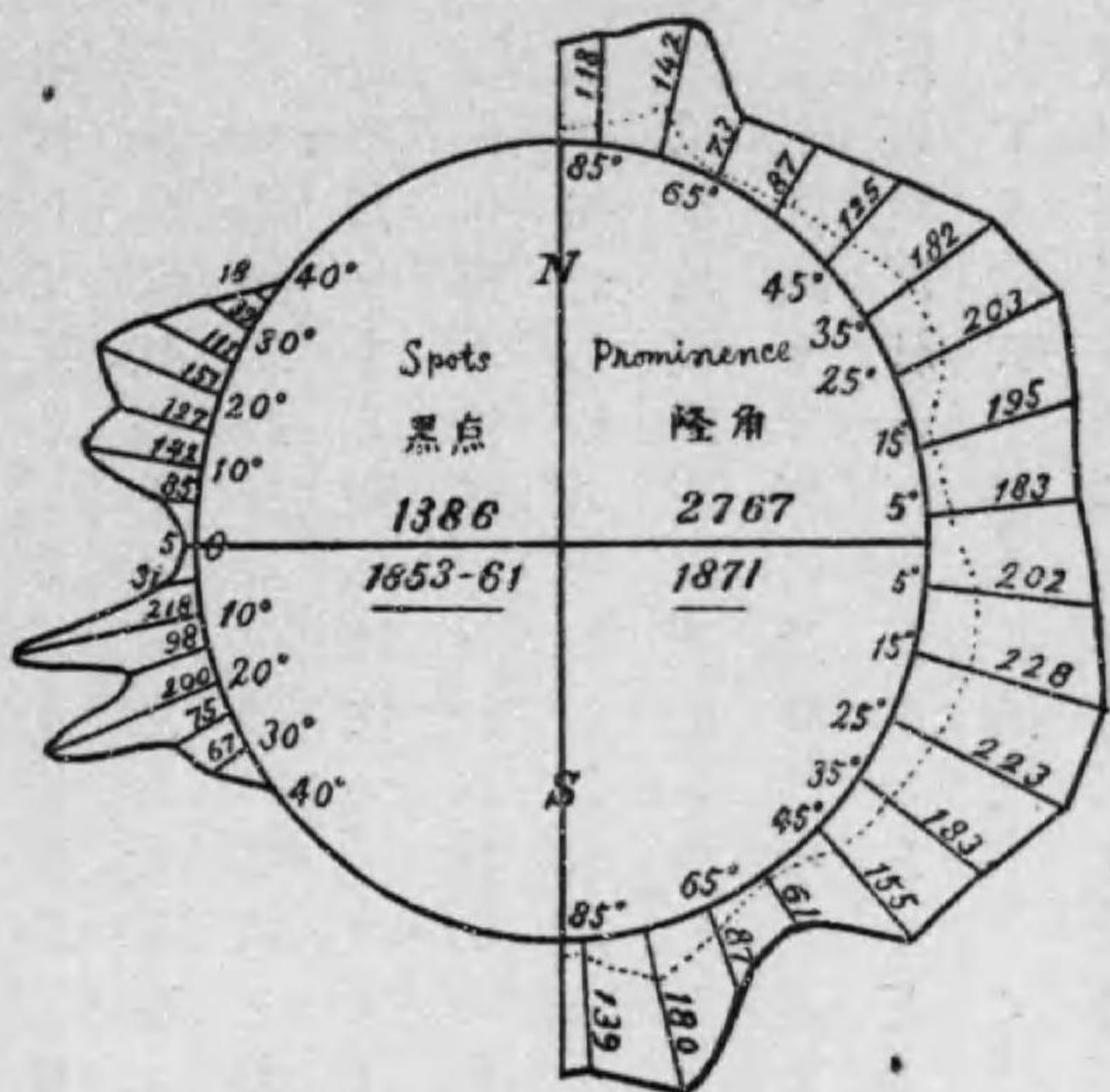
(二十九日)には這の闇織が殆ど全部向側に没してしまひ、紅焰は僅かに其上端のみを現はして居る。斯様な場面から推すと、太陽面から立ち上つた高熱瓦斯が側面から見れば紅焰となり、之を太陽面に投影して見れば闇織として見えるので、上層に於て斷熱膨脹や放射等の爲冷えた結果、光球面から來る光を吸収して黒く見えるものだとするの外はない。エバーシエツド Evershed、ロイズ Boyds 等は兩現象の隨伴に例外の多いと云ふ點から些か異つた見解を有し、隆角プロトシスの濃厚な部だけが闇織を生ぜしむるものとして居る。尙(四八)デランドル Deslandres の指摘して居るやうに闇織が比較的高緯度即ち五〇乃至七〇度の帶域に於て極をとりまいて發生すること、黒點や白斑の比較的少い所を選んで現はれること、黒點數の少い年の方が餘計に現はれる傾のあることなどを思ひ合はすると、黒點や白斑と直接の關係ありとする説には輕々に賛成することが出來ない。尙(四九)白斑とカルシウム斑が殆ど位置を同じうせる事實を以て前者が後者の基底であるとするコーチー等の説も其儘受入れ難い所がある(後論參照)。

太陽黒點の出現する場所は主として赤道の南北五度邊から緯度二五度邊の間

に限られて居る。之より赤道に近い所や極の方には極めて稀で、四十五度以上の所に出るのは非常の例外とし、一八四六年にニール Neapel のピータース Peters が

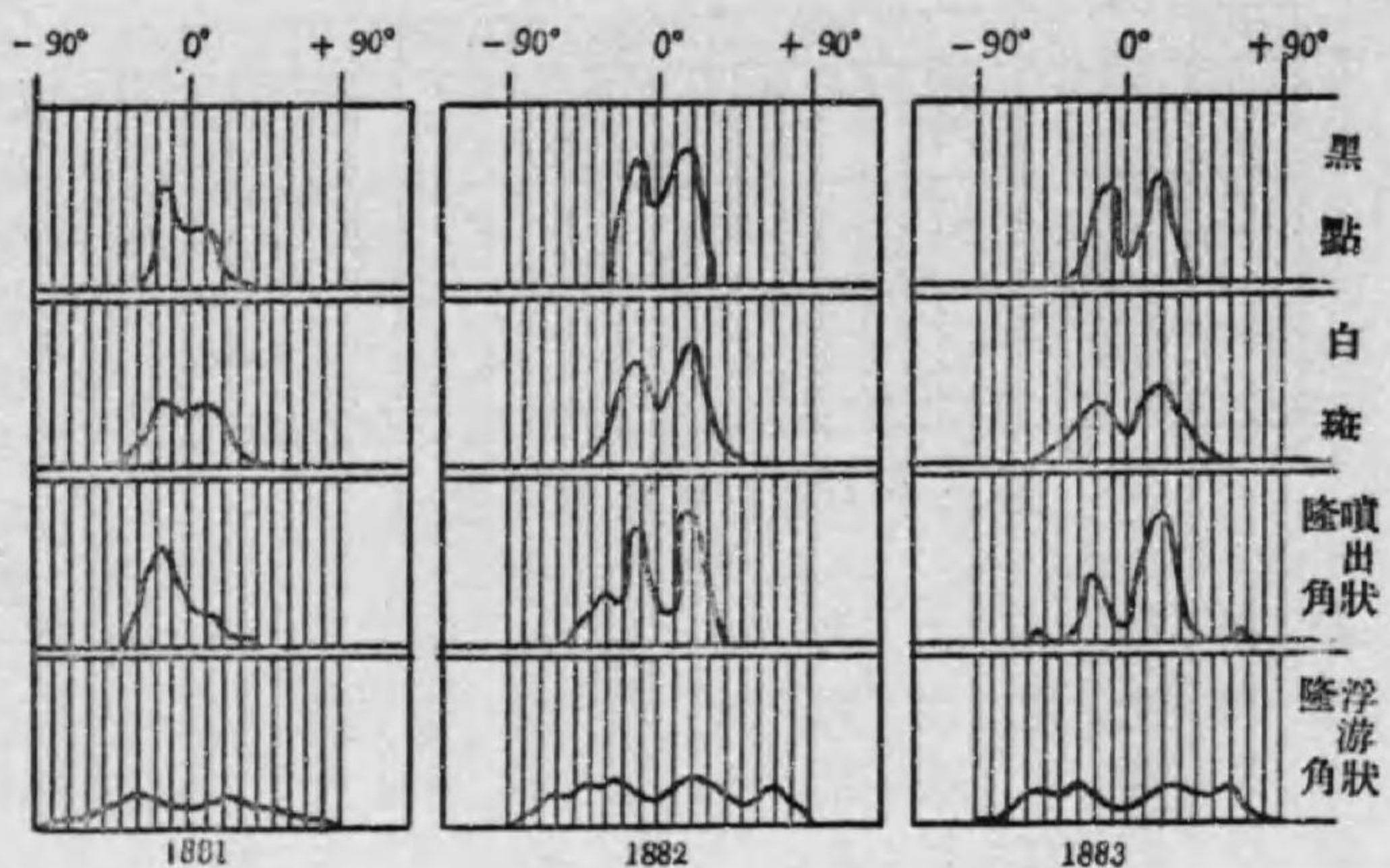
観測したことがあるのみである。更に其分布を詳しく調べると、一〇度から一五度に一番多く現はれ、之より南北に漸減して居る。

白斑は黒點の附近には必ず在るものだが、黒點を伴はぬ白斑もある。従つて太陽活動最大期には黒點の分布と一致するが、他の時期に於ては幾分異つた分布を示して居る。即ち極に近い所でも白斑を見ることが稀らしくない。平均すると四十五度乃至六十度の所に最も



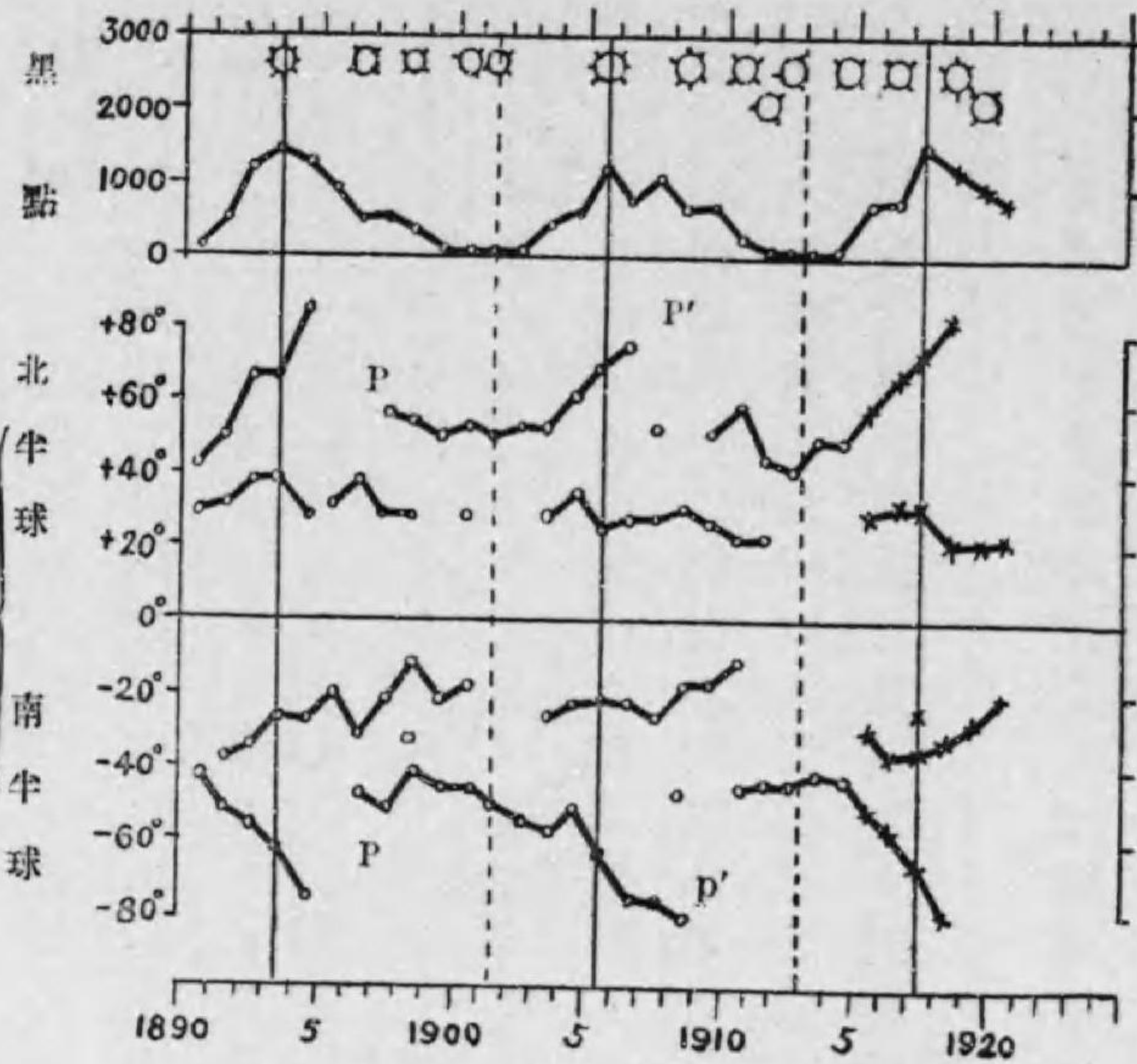
第六十四圖 黒點と隆角の分布

多く現れるとされて居るが、材料が異ると分布も異つて來るので未だ確實には分



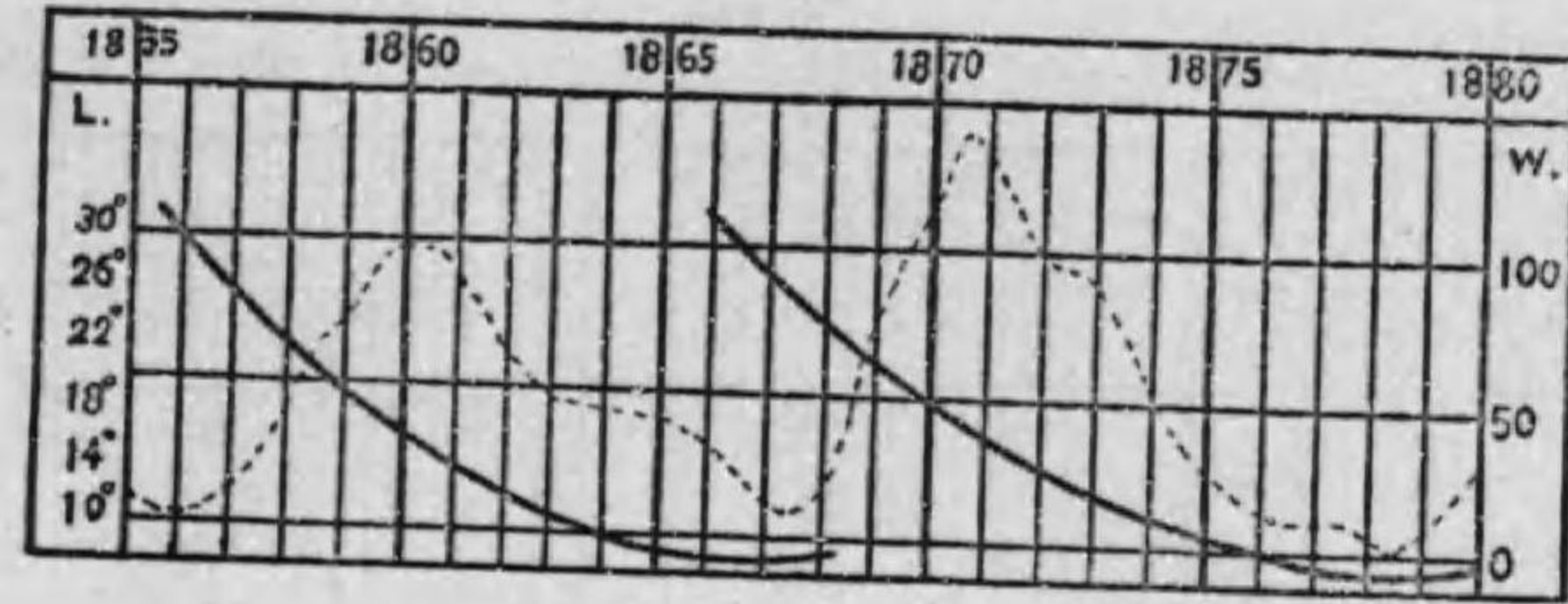
第六十五圖 噴出状隆角の分布

つて居ない。マスカール Mascars の調査では南北共八十度と二十度邊に最多の帯域があると云ひ、グリニツチの統計では黒點と略同じとある。隆角の分布は緯度に依る相違が左程目立つて居ない。第六十四圖はカリントンの観測(一八五三—六一一年)に據る黒點數の緯度分布(左)とリコー Ricco の観測した隆角の頻度(右)を對照したもので、圓周上に立てた棒の長さで當該緯度に於ける平均頻度を示し、而して傍らの數字で頻度を示す。此圖で分る通り隆角は緯度二〇度邊が一番多いが四十五度邊迄は大した變化なく、六十五度前後で一度ずつと減じ、極の近くで復た増して居る。斯様に黒點と異なる分布を示して居るのは主に浮游状隆角の分布が然ら



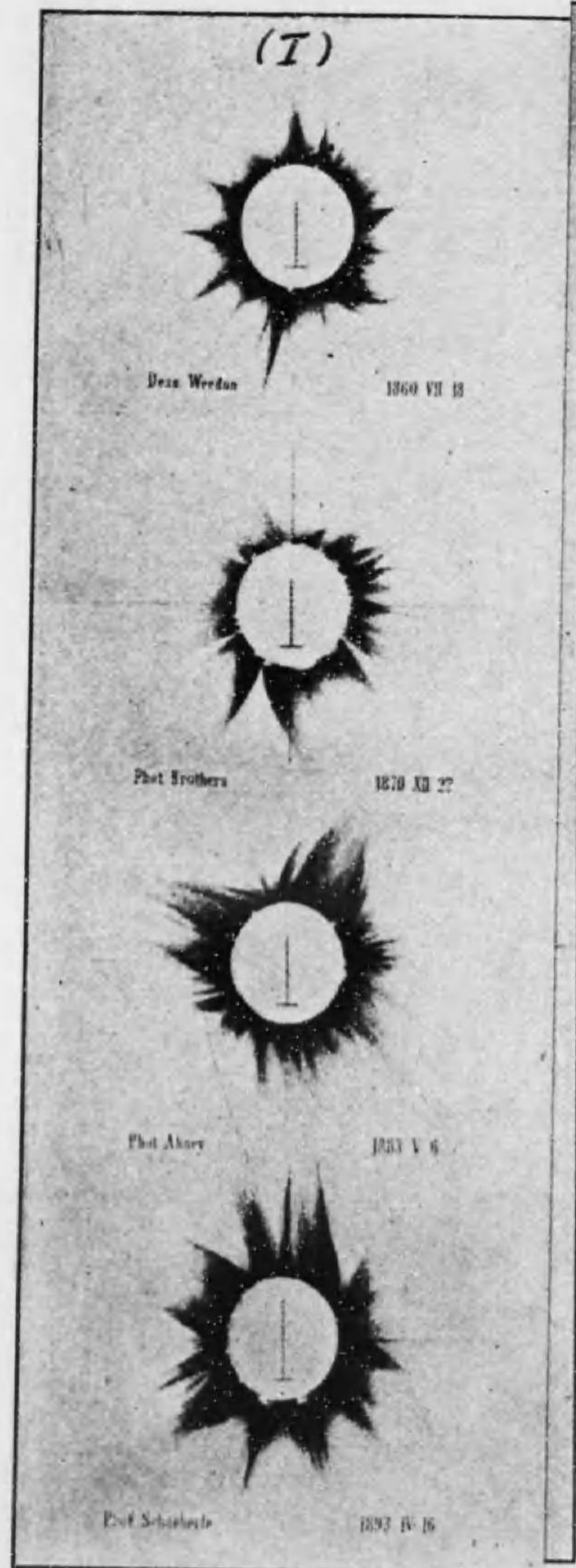
第六十七圖 隆角出現帯の移動

てて間歇的に或種の擾亂作用が加は  
り、其れが次第に赤道方面に傳播して  
行くやうな観を呈して居る。この最  
初に黒點の發生を見る中緯度帯域は  
太陽活動の循環期の成立及び進展を  
考へる上に最も注目すべき部分であ  
る。  
隆角の活動帯にも一種の移動が行  
はれる。此場合には活動帯は僅かの  
例外を除き大體二つに分れる。一つ  
は第六十七圖PP'の如く黒點最少期  
少し前に赤道の南北四〇度乃至五〇  
度邊に起り、黒點最少期迄は格別の  
變化なくて經過し、黒點の俄然盛況を



第六十六圖 黒點帯の移動

しむるのであつて、現に右圖第六十五圖に見る如く噴出狀隆角のみを採つて檢す  
ると其分布が黒點のとよく似寄り十五度邊に極大を現はし  
て居るので、兩現象の間に密接な關係のあることが窺はれる。  
黒點の最頻出現帯が太陽活動の盛衰に伴つて高緯度から  
赤道方面に移つて來ることは既に(五〇)カリン<sup>(五〇)</sup>ントンの觀測で知ら  
れた事柄であるが、スベオラー Spörer は更に此點を詳かにし  
上の如き曲線を以て此變化の經過を表はすことが出來たの  
である。圖中點線は黒點の増減を示し、太い黒線は黒點最頻  
の緯度が年と共に變つて來る經過を示したもので、初め黒點  
の出現は三〇度位の高緯度に發し、以後活動中心帯は次第に  
赤道に近づき、最盛期には南北十二三度にあり、黒點最少期に  
最も赤道に近くなるのである。而して之より少し前に復た  
新たに高緯度に活動帯が現はれ、其が前と同じ經過をとつて  
赤道方面に移つて行く。恰も中緯度地方に一定の期間を隔

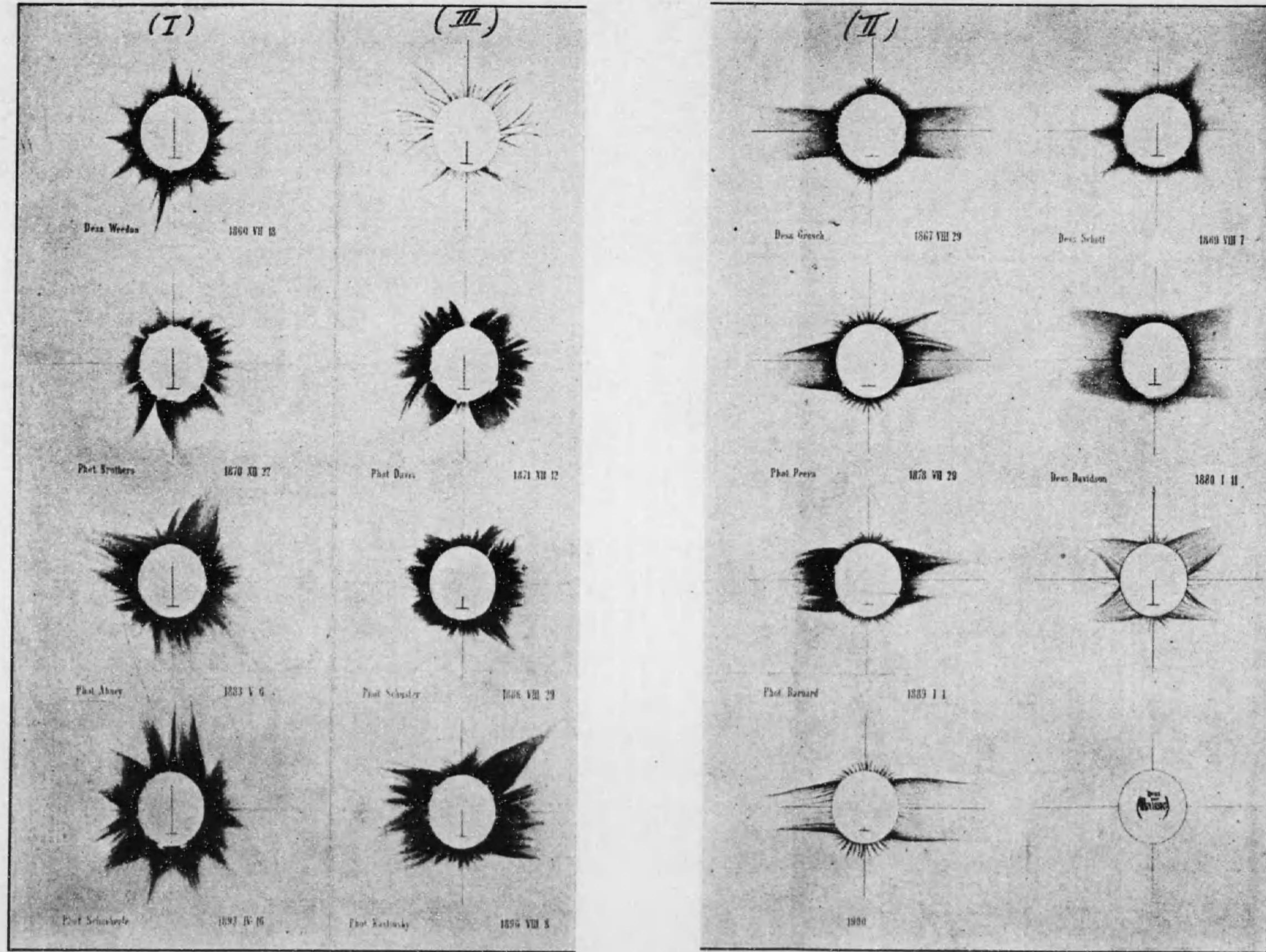


呈し始むると共にずんずんと極に向つて移動し行き、極大期を過ぎるに及び八〇度邊に至つて衰滅する。他の一帯は黒點最少期を過ぎて間もなく南北三〇度邊に起り、終始概して黒點帯に伴つて赤道方面に推移し、最少期に至つて赤道附近で消滅する。之は<sup>(五)</sup>印度コダイカナル天文臺のエバーシエツト J. Evershed が一八九〇乃至一九一四年の隆角に就いて調査した結果であつて、ロツキヤー W. Lookyer も同様の結果を得て居る。以上の如く第二隆角出現帯の推移するぐあひといひ、黒點活動帯から二〇度以内の所に現はれる隆角の頻度が黒點の盛衰と似寄つた曲線で示され、兩極に近づく程此似寄りが薄らいで行くことといひ、此種の隆角と黒點との間に極めて密接の關係あることを物語るものと見てよからう。

コロナの流線の分布は、大要左の三型に分類することができ(第六十八圖参照)。

一、「極型」。兩極附近に流線あり、流線が各緯度に比較的萬遍なく分布されて居る(圖 I)。

二、「赤道型」。流線が主として赤道附近に限られ、極の方面は可なりの空隙あり(圖 II)。特に赤道附近の長大なる流線が注目を引く。恰も風見の「吹流し」の如



第六十八圖 コロナの分類

コロナの流線の分布は大要左の三型に分類することができる第六十八圖参照。

一、「極型」。兩極附近に流線あり、流線が各緯度に比較的萬遍なく分布されて居る(圖I)。

二、「赤道型」。流線が主として赤道附近に限られ、極の方面は可なりの空隙あり(圖II)。特に赤道附近の長大なる流線が注目を引く。恰も風見の「吹流し」の如

き状をなすことあり。

三、前二者の中間型のもの。長い流線が主に中緯度地方にあつて、極附近には空隙あるも、赤道型の如く廣くはない。大體の形は中緯度に角を有する四角形に見える。

<sup>(五二)</sup> ロッキヤー W. Lockyer は一八五七年より一九一九年に至る二九回の皆既日食に於て各國の天文家が観測した記録に基いて、コロナを前記の標準で左の如く分類した。

1. 「極型」 1860, 1870, 1871, 1882, 1883, 1893, 1905, 1908, 1918
2. 「赤道型」 1867, 1868, 1878, 1889(一月), 1889(十二月), 1900, 1901, 1911, 1912
3. 「中間型」 1850, 1869, 1874, 1875, 1886, 1896, 1898, 1910, 1914, 1916, 1919

勿論右三型の更に中間型に屬するやうなものもあつて、分界が多少明瞭を缺くのは免れ難し。

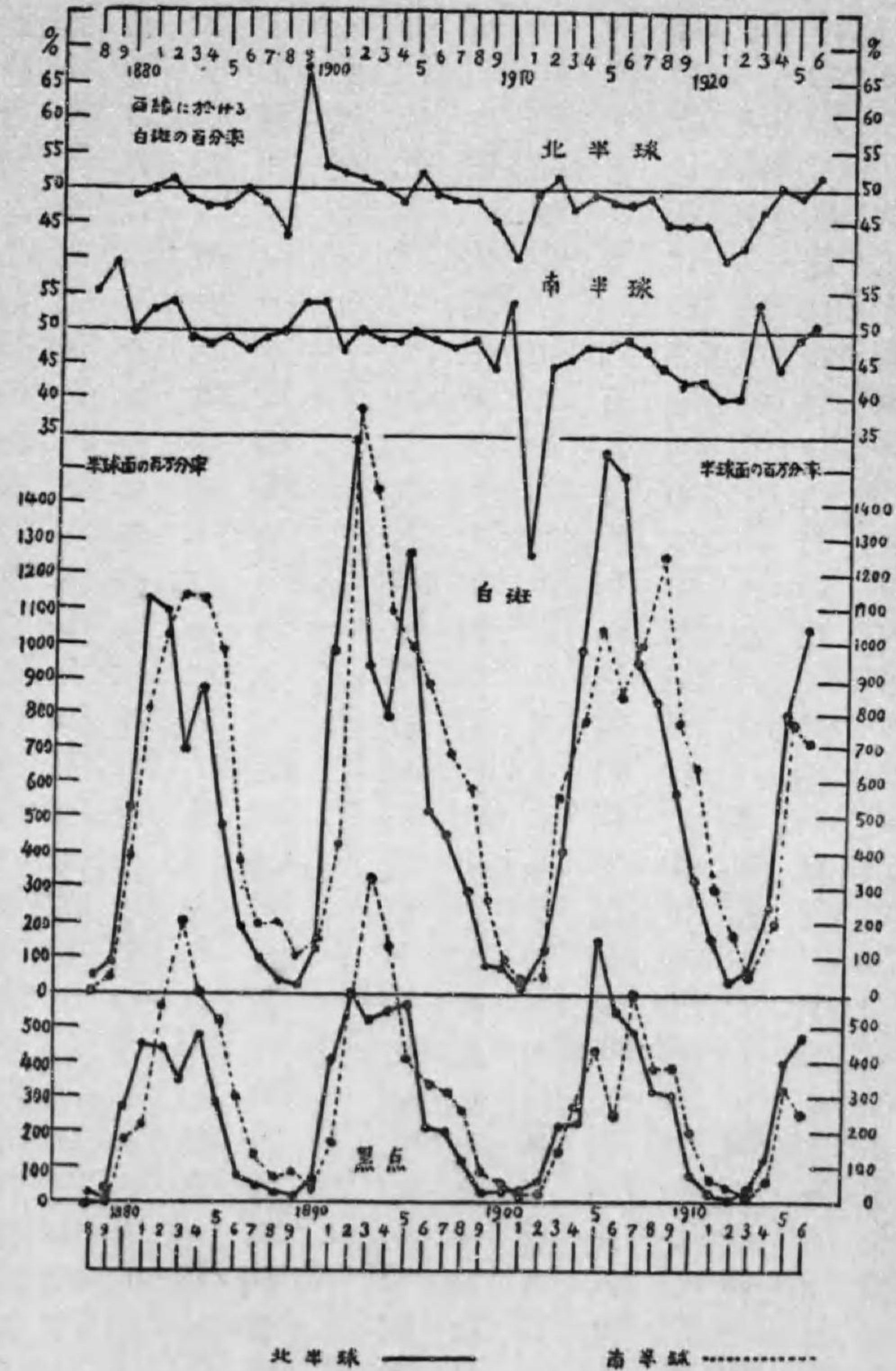
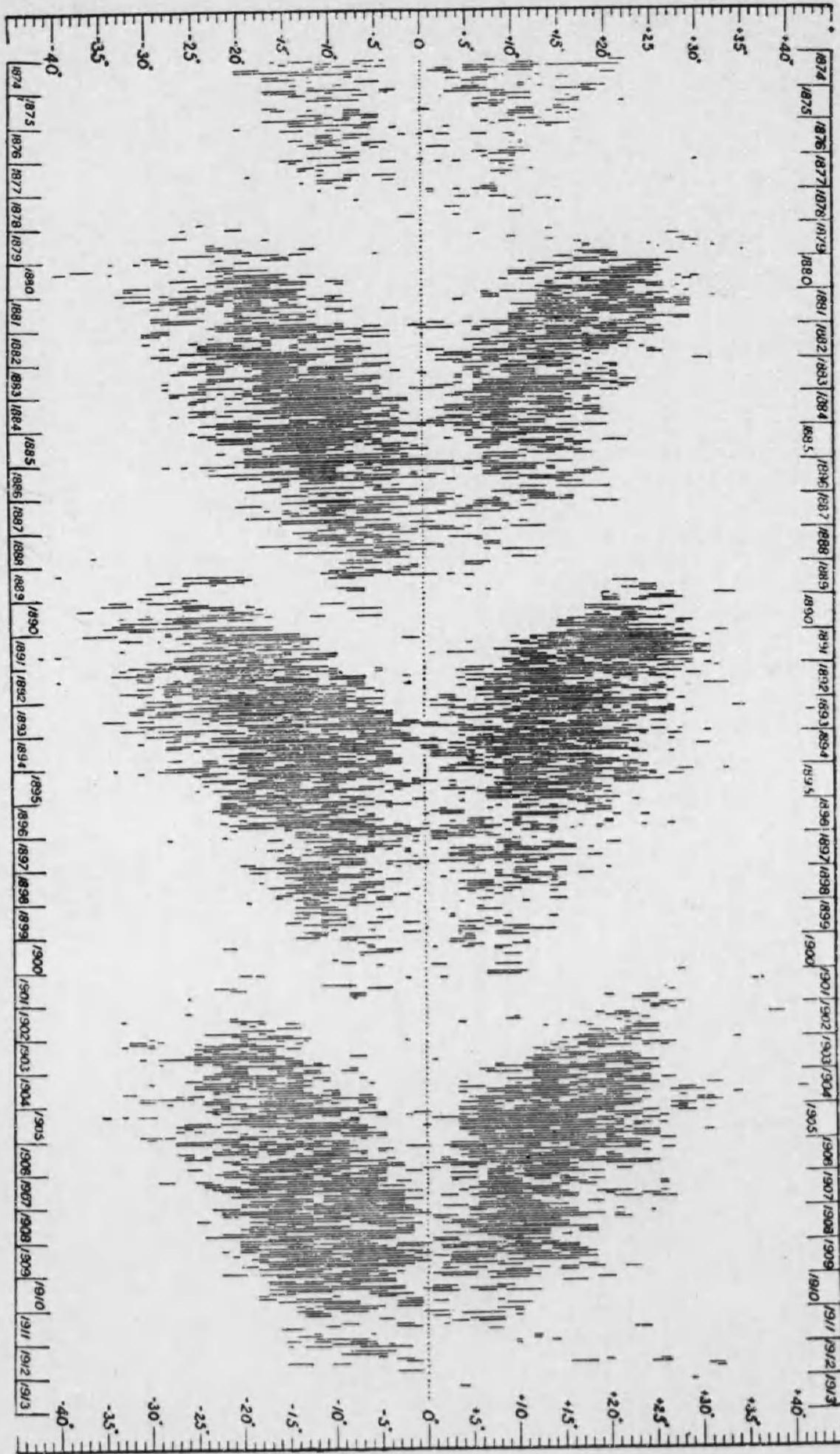
コロナ流線の分布は黒點盛衰の循環期と密接な關係がある。即ち黒點最多期の頃に第一型即ち「極型」最少期には第二の「赤道型」、中間期には第三の中間型が多い。

之は第六十七圖上端に示した各コロナ型の出現年號と最上位の黒點盛衰曲線とを對比すれば更に明瞭である。但し圖中 $\alpha$ 印は「極型」、 $\beta$ は中間型 $\gamma$ は赤道型を表はすものである。尙此圖から看取されることは「極型」のコロナは第一の隆角最頻帯が極に近く移つた時に現はれ、又赤道型のコロナは隆角第一帯が四〇度乃至四五度に在つて第二帯が二〇度邊で衰滅に垂として居る時期に、而して中間型のものの中緯度と高緯度に隆盛な紅焰活動のある時期に觀測されて居るので、コロナも亦隆角と密接な關係を保つて居ることは争はれない。現にコロナ流線と隆角の關係を實例によつて指摘した者も少くない。<sup>(五三)</sup>ローチー A. L. Cortie は一九〇五年スペインで撮つた日食のコロナの寫真で隆角の部がコロナ流線の射出部に相當して居ることや、コロナ流線のなびいて居る向きが此年高緯度に現はれた多くの隆角のなびく向きと概して一致して居る點などから兩現象の間に因果關係の存在するを高唱して居る。

コロナの黒點に對する關係は<sup>プロミネンス</sup>隆角を通じて成立するものの如くに思はれる。其は隆角の第二最頻帯の活動が黒點活動に伴つて居る自然の結果と見られる。

<sup>(五四)</sup>ペリン Perrine は一九〇一年及び一九〇五年の日食にコロナ流線が黒點や白斑の眞上から出て居る實例を示し、<sup>(五五)</sup>シェバール Schaeberle は一八九三年の智利の日食の際に現はれたコロナ流線の發源點が皆前日太陽面の特に動亂せし點と一致して居たと言ひ、<sup>(五三)</sup>リツク天文臺のカメル Cambel は一九〇八年の日食に於けるコロナ流線の起點がウィルソン山で撮つた寫真に出て居る黒點の位置に該當することを指摘して居る。

南半球と北半球とで黒點其他諸象の分布に相違あることも注目すべき事柄である。<sup>(五六)</sup>例へば一六七二乃至一七〇四年には北半球では黒點が全く現はれず、翌一七〇五年黒點最多期にも少し許りしか見えなかつたと云はれて居るし、<sup>(五七)</sup>ニューカムやマウンダーも一八五六年以來の黒點出現狀況を調査の結果一八九五年迄は南半球の方に現はれ勝ちであつたが以後は北半球の方が優勢だと云ふ結論を得て居る。第六十九圖はマウンダーが一九一八年迄四十五年間の材料で作つたのを借りたので、點線は南實線は北半球の黒點面積を示し上記の關係がよく表はされて居る。又第七十圖はマウンダーが一八七四年來の黒點出現位置を圖示した



第六十九圖 黒點活動の南北の相違



もので、右方に年月を、上下に緯度を取り、縦に縞の様に引いた細い線は其時々  
の黒點出現域を表はして居る。此圖はマウンダーの蝶形圖形と云はれスベ  
ォラーの黒點帶移動の法則を一層詳かに表はしたものである。此圖を見るに週期は兩  
半球に格別の相違なく、全く同じであると言つてよいが、位相は北半球の方が僅か  
ばかり進んで居り、活動程度が大體に於て南半球より幾分劣つて居る。初め黒點  
の盛に増加しつゝある期間は北半球の方の活動が優勢であるが、暫らくすると南  
半球の方が遙かに勝つて來る。白斑も同様な趨勢を示して居る(第六十九圖)。と  
もかく兩半球の現象が大體併行して居ることは黒點生成の主要原動が太陽全體  
に通じて唯一つであることを暗示するものと考へられる。

尙仔細に前圖を點檢すると、南半球の活動は一循環期の後部に至つて北半球に  
侵入する。即ち南半球の影響が、自轉の赤道を越えて北に及んで居るのである。  
南北兩半球間に於ける、不對稱は大氣の一般循環に於ても認められることで、其點  
は後から再論することにする。

次に近頃問題となつて居るのは東西の不對稱である。一八九七年シコラビ

SYKORA は東縁の方が西縁よりも隆角が餘計に現はれるといひ出して學界の注目をひいたが、マウンダー夫人は一八八九乃至一九〇一年の記録に據り黒點總面積は東半球(實は四分の一球)の方が西半球より平均三バセント程多いことを發見した。之は中央から對稱的に取つた各子午線に就いて例外なく現はれる傾向で東縁から三日目位の所が一番著しい。而して比較的壽命の長いものに特有な現象で、其差は一七乃至一九バセントに達する。此現象はコダイカナル天文臺のポック R. J. Pocock も其後の觀測を併せて確めて居る。尙此傾向が黒點數の激しく増減しつゝある期間に限られて居ると云ふことも注目すべき事項でなければならぬ。

マウンダー夫人は隆角に關しても同様な傾向を發見して居るが、エバーシエツトは此傾向を太陽活動の下り坂に限るものとし、上り坂の間は寧ろ逆に西縁の方が多くなる氣味ありと云つて居る。白斑に就いても、マウンダー W. Maunder が一八八六乃至一九一五年の觀測から統計を取つた結果に據ると東側の方が全平均で三バセントだけ多く、而かも此傾向は年の前後に關はらず又南北兩側に通じて

認められるが、太陽活動の下り坂に在る期間の方が著しい。

斯様な東西の不均整が何故に起るか云ふことは解釋が餘程むづかしい。黒點のみに認められる傾向であれば、黒點渦動の軸が太陽面に垂直でなくて西方に傾いて居るか若くは其背後に隆起物でも在りとするれば解釋できるのだが、隆角や白斑にも同様な不對稱がある所を見ると、原因は太陽面の形象其自身に在るのではなく、對地球の關係にありとせねばならぬといふ説もあるが、然し一面に於ては測定法や統計法の缺陷にも疑を置かねばならない。例へば乾板の左側と右側とが極僅か許り有效露出時間を異にするとかいふやうな關係も出像のぐあひに常に一定の差異を起す原因となり得るではないか。我々は更に十分の調査を経た上でなければ這の現象の實在性を斷定するわけにはゆかない。

黒點の生れるのが東半球に多く消滅するのが西半球に多いといふことも不可解な謎である。グリニッチ天文臺のニュートン氏の研究に據ると、同一個所に何度も出來たり消えたりする不安定な黒點程這般の傾向が顯著だといふのは注目すべき事柄であるが、同時に之に依つて測定者の主觀の恐るべきものであること

を痛感させられる次第である。

今一つの奇妙な現象は、黒點や紅焰が往々丁度正反對の點直徑の兩端に現はれることで、<sup>(六)</sup>クラークの記する所に據るとトルーベルト Troubeid は一八八五年六月二十六日、八月十六日の兩日隆角の出現點から一八〇度の所に顯著な黒點群の出現を報じて居る。一方の現象の作用の反動が反對側に傳播し易いとか、内部の或る原動力が斯くの如き兩點に對して同時に發現する傾ありや(例へば潮汐作用の如き)の疑はあるも今日は未だ臆測の範圍を出ない。

## 第六章 太陽面の諸現象 其二

### 一八 太陽諸現象の動的觀察

太陽黒點は後節に述べる「太陽自轉」に伴ふ所の東西移動の外自身の固有運動を有つて居る。若し地球の外から一片の浮雲を見ることが出来たとしたら、地球の自轉のために次第に西から東に動くと共に大氣中の氣流に伴つて様々な動き方をするであらうが、黒點も之と同様である。此運動は個々の黒點の勝手氣儘な運動と大多數の黒點に共通な徐々一方に推し進む一般的流動とに分けて考へるの便とする。一般的の流動に就いては後で太陽大氣の一般大循環を論ずる際に譲り、本節に於ては主に個々の運動を觀察する。

此種の運動は壽命の長い圓形の典型的黒點には比較的少く、形が盛に變りつゝある際に起り勝ちである。<sup>(六)</sup>此際主黒點が之に従屬する群小黒點を後に残して西

方に躍動することが往々あつて、東西運動に於ては概していふと東方より西方に動く傾が顯著である。また一黒點が二つに分裂する際相互反撥して毎時數百哩に達する急速度で躍び離れることが多い。

<sup>(六三)</sup>カリントン<sup>(六三)</sup>は黒點の各部が發散的の運動をすると共に旋廻運動をする傾あることを指摘し、しかも北半球では左旋、南では右旋のものが多いというて居る。又チユリツヒのブリュンナー W. Brünner の研究に據ると、發散運動は黒點分裂の際のみならず、發生の際にも附物で一四九群の中一一五までは斯様な運動を示して居るが、既に相當發達した黒點群に於ては此傾向は甚だ薄弱で、發生後八日位になると殆ど分らなくなる。で此發散運動の速度が黒點群の發展の速さに比例して居る點で考ふるに恐らく黒點群發生の原動力と深い關係があるに相違ないと言つて居る。之と同様な現象は白斑に就いても認められる。ストーニーハースト<sup>(六四)</sup>のコーチー氏の觀測に據ると、黒點の發展する際、白紋が黒點より流出することがあるし、黒點の消滅する時、周囲の白斑には澤山の分岐線が出來、時によると黒點の何度か生れる間に互つて存続することもある。コーチーは之を太陽に於ける廣

大な旋風系と見、此白斑流が黒點附近に磁場を生起せしむる作用を有するだらうと云ふ推測を下して居る。

黒點附近に渦動の存在することを考へたのは既に久しい以前のこと、上記カリントンの外、ファイエは既に一八七七年太陽大氣中に空氣中の「龍卷」や「颱風」に類する渦卷の發生すべき理を説いて之を黒點の成因と結びつけて居るし、又スベオ<sup>(六四)</sup>ラーも黒點の回轉運動に着目して居る。ヤング<sup>(六四)</sup>は半陰影の纖維が螺旋形に彎曲し、旋風の現象を呈して居ることの屢ある由を記し、其際黒點が全體として徐々に回轉して行く經過が歴々と分ると稱して居るが、旋廻の向きは一定せず、大黒點に於ては部分部分で反對に卷いて居る所もあるとして居る。然しヤングは渦卷を呈する場合が全數から見ると極めて僅少であるといふ點から、半陰影に吸ひ込まれた物質が或る偶然的の作用で渦卷状になるに過ぎぬものと考へて居る。<sup>(六五)</sup>ポツダム天文臺のケンブ Kempf は更に進んで回轉の速度を求めようとし、一八九一年から九三年迄の間十三個の黒點に就いて日々之を測定した結果、日々の回轉角度が北半球では平均一一度(六個)、南では二〇度、全平均で一五度と出したが、回轉の

向きはやはり區々で、局部的の或る偶然な事情でさまるものとしか思へない。思ふに渦動は流體の運動に於ける可なり一般的な形式で藤原博士の如きは殆ど總ての運動が渦動に歸すとさへ唱へて居る。藤原博士の如く渦動及び渦の運動がエネルギーの移動する可なり一般的な手段と見るならば太陽の内部及び外部に於けるエネルギーの不均等を中和する自然的傾向の一道程として渦動の生成を説くは蓋し當然過ぎる程當然である。果して輓近の観測は黒點の渦動説を確立するに十分の材料を我々に寄與して居る。即ちウィルソン山、コダイカナル等に於ける分光器的研究が其である。

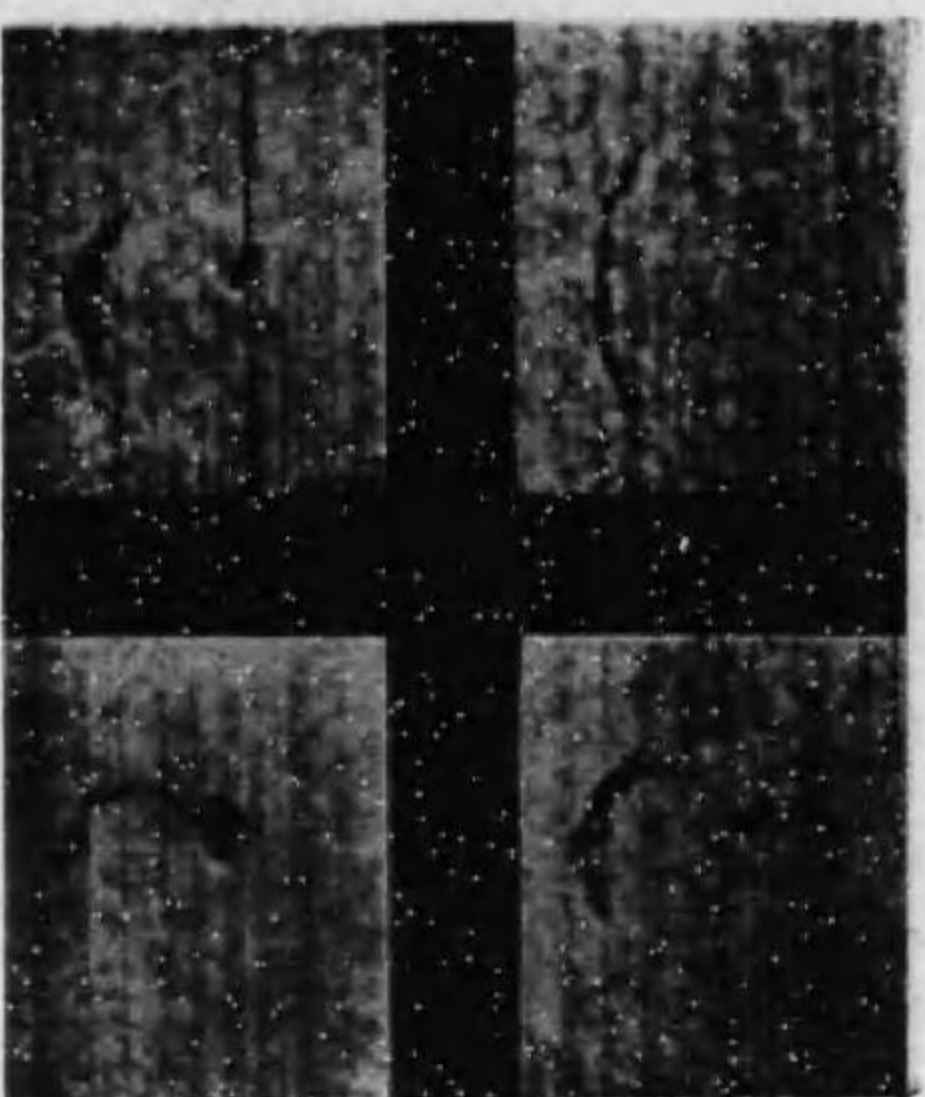
太陽大氣中の渦動の形象は水素線H<sub>β</sub>で撮つた單光寫眞畫によく表はされて居る。ヘールがウィルソン山で撮つた多くの寫眞に出て居る形象を見るに、黒點が引力の中心となつて太陽雰圍氣の水素を引寄せ渦卷を起して居るやうな形勢が見える。之に反しカルシウム緬羊斑では少しも渦動形が分らないが斑紋の中に適當な目標を採り時を逐うて其位置を測定して行くと明かに旋廻的の運動が認められる。一九〇八年五月二十六日東縁近くに現はれた黒點の南方に於ける流

線狀の長い黒斑第七十一圖の如きは、西端が次第に黒點に引寄せられ遂に非常の速さで其中に吸込まれて行くまでの経過を多數の寫眞に依つて追跡し得るので、ヘールは其速度を一七七基米秒と概算して居る。ヘールは之等の結果を以てフアイエ Faye、エムデン Emden、ハーム Halm、バジホー Bigelow、クホーム Eckholm 等が會て提唱した太陽雰圍氣中の渦動説に裏書するものとし、其頃から既に電離せる水素原子の渦動に依つて磁場の發生すべきことを推定し、後年ゼーマン効果 Zeemann effect に據つて黒點の磁極性を發見するの端を開いたのである。

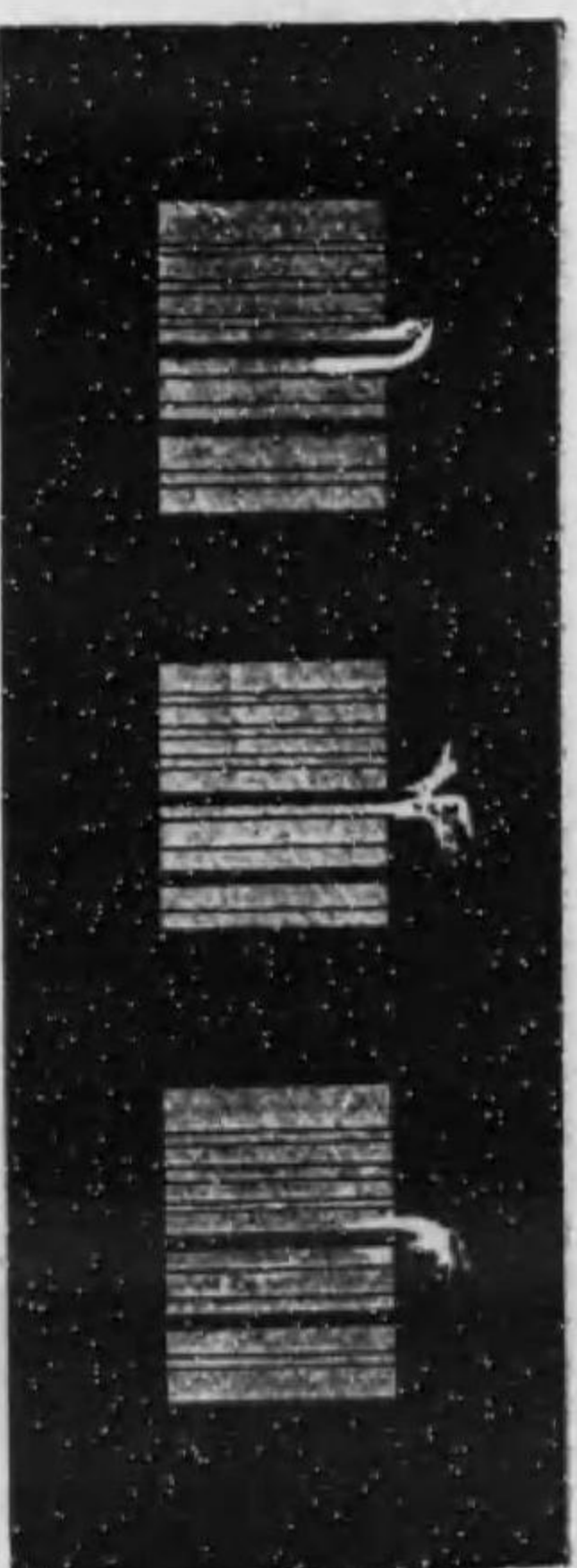
更に進んで黒點附近に於ける瓦斯の運動に據つて其渦動性を明かにしようと思ふが、其前に先づ隆角の運動を一瞥するのが順序である。隆角の位置や形状は急激に變化するものであつて、殊に噴出状のものに於て甚だしく、實に縦横に變轉極まりないものである。尤も望遠鏡裡の映象に就いては格別我々の注意をひく程の變化を示さぬが見掛上僅少な變化でも太陽の絶大な廣さから推すと想像も及ばぬ程迅速なのである。斯様な變轉が事實隆角を形成する物質の運動に基くものであると考へて其速度を計算すると、毎秒一〇〇基米や二〇〇基米の高速度

は稀らしからず、八〇〇基米にも及ぶことがある。而かも運動の方向や速度は一定でなく是亦急激な變轉を示すものである。例へばフェニ(Fényi)が一八八九年七月十五日に觀測した隆角は僅か十分間の差で速度が七二基米秒、六五基米秒、二四基米秒、一五四基米秒と變つて居る。

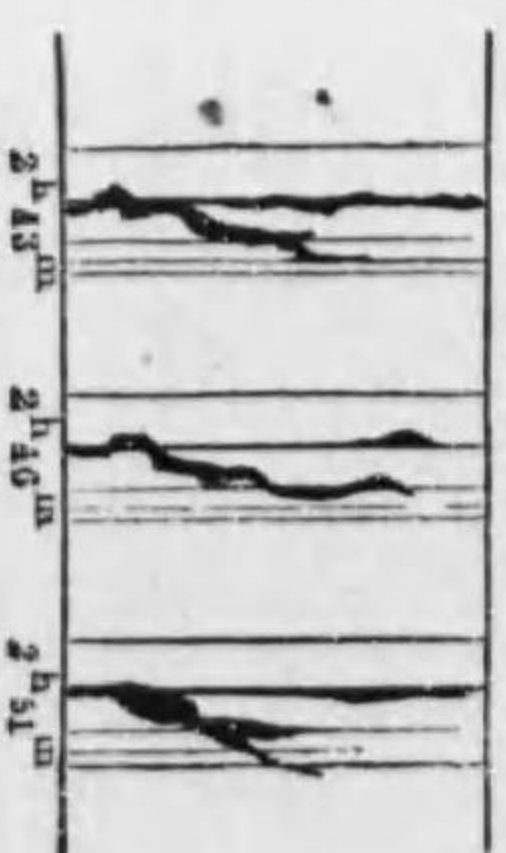
太陽に於ける瓦斯體の運動を精密に研究するにはドップラー効果 Doppler effect に據り、分光器を以て之を測定するに如くはない。一般に波動の進行して來る方に觀測者が動いて行くか、波動を起す物體が此方に動いて來るときは靜止の場合よりも單位時間に觀測者の感受する波頭の數は多くなるものである。従つて振動數の増したのと同じ結果になる。換言すると波長が短縮することになる。運動が之と反對であれば振動數は減じ、波長が長くなる。音響の場合には此作用が音色の變化として現はれるし、電磁波動であるところの光線に於ても同様の現象がおこり、觀測者又は發光(若くは吸收體)の運動に應じて波長の變化を來すのであるが、傳播速度が大きいため運動が餘程速くなければ我々の測定し得る程度の變化は生じない。斯様な變化の生ずる結果としてスペクトル線は其本來の位置よ



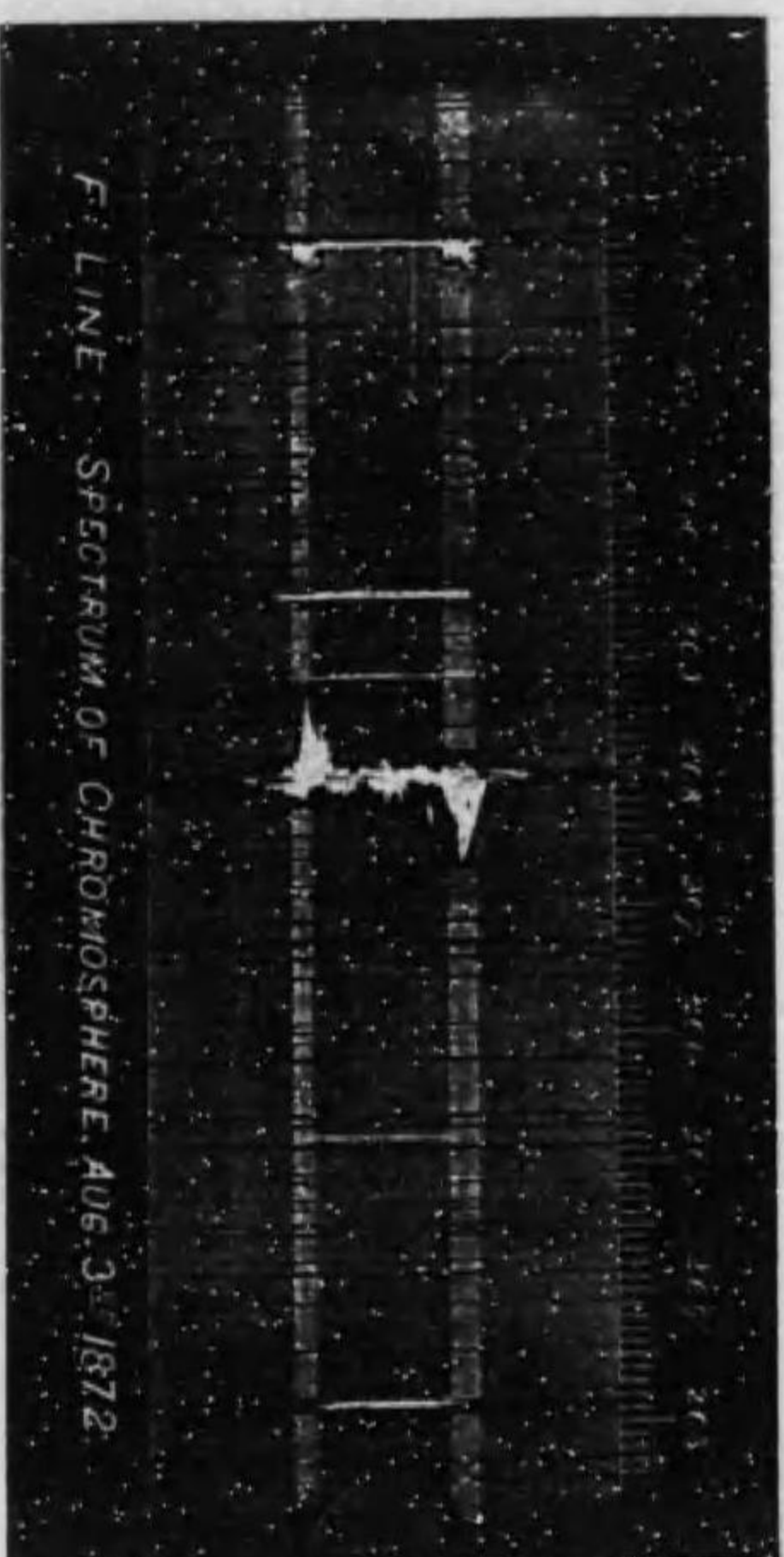
第七十一圖 黒點中に吸込まれたる水素F線 (一九〇八年六月三日)



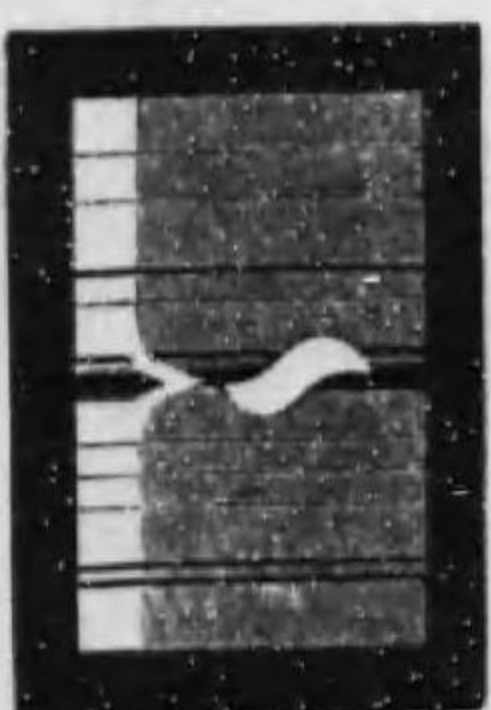
第七十三圖 同上(其二)



第七十四圖 同上(其三)



第七十二圖 黒點部の Fraunhofer F 線の變遷(其一)



第七十五圖 同上(其四)

りいくらか一方にずれる。之がドップラー効果として知らるゝ現象の噛み砕いた證明である。

嚴正な數理的證明を略し單に其結果を式で表はすに、を觀測するスペクトル線の波長、 $c$ を光の速度、 $v$ を觀測者又は發光體の速度(遠ざかるのを正とす)とすれば、波長の變化(増を正とす) $\Delta\lambda$ は

$$\Delta\lambda = \frac{v}{c} \lambda$$

となる。即ちずれは速度に比例し、又波長に比例する故に赤線の方が著しい。今 $\lambda$ をミクロンで表はし、 $c = 3 \times 10^{10}$  厘米/秒 を入れると一基米秒の運動に對するスペクトル線の「ずれ」は

$$\Delta\lambda = \frac{v}{3 \times 10^5} \lambda$$

となり、黄色光  $0.6\mu$  に於て  $0.2 \times 10^{-14} = 0.02$  A.U. (オングストローム單位) であるから 1 A.U. が一耗に分散される様なスペクトル寫眞の上では 0.02 耗に當る。

以上の原理に據つて、スペクトル線の「ずれ」を測れば太陽大氣中の瓦斯の運動中

視線の方向に於ける分速度が分るわけであるが、斯様な微量の「ずれ」を精密に測定することの困難に加ふるに、後に述べる通りスペクトル線の偏移には運動の外壓力、密度、異常分散、電気磁氣的状態等、雑多な因子が入り混つて來るのであるから、思つた程簡單には行はれないのである。

ドップラー原理を頭に置いて太陽スペクトルを観察すると我々の注目をひく事柄が甚だ少くないのである。例へばヤングが一八七二年八月三日に觀測した隆角のスペクトルを見るに六本の輝線の中で第七十二圖の如く  $205$  の目盛にある F 線(水素の H<sub>β</sub> 線)と  $212$  の目に在る線とだけに顯著な歪曲凸凹を示して居るのは、ドップラー原理から考へると隆角の水素が視線上に非常な高速度で動いて居た爲に起つた現象として遺憾なく説明される。圖中 F 線の上部に  $207.4$  の目の所迄突出した舌状部の端は此線の平常の位置に比し  $0.6$  だけ赤色の側にずれて居るので毎秒  $375$  纤の速度を以て水素瓦斯が動いて(觀測者から遠ざかる方に)居たといふことを意味し、又下部に於て  $208.7$  の點迄突出したのは同様毎秒  $400$  纤の速度で吾々の方に向つて突進して居たのを語るものと見られる。又線の幅が膨れて

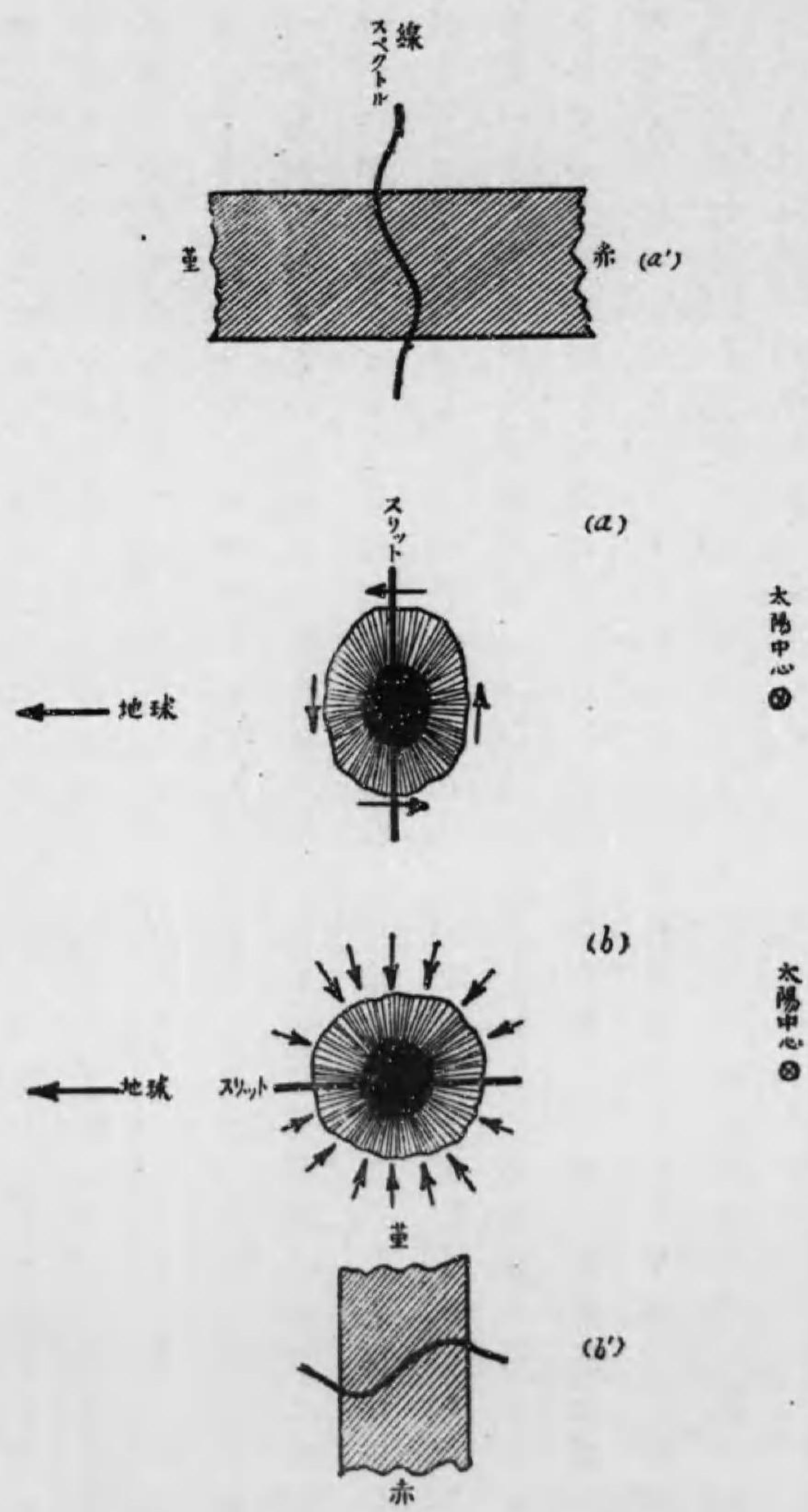
居るのは隆角を構成する瓦斯の各層から來る H<sub>β</sub> 線が各層の運動が一様でないために種々異つたずれ方をして居る結果と見るのが至當である。

次に第七十三圖はロッキヤーが一八六九年三月十四日第十三節に説明した方法に依り分光器のスリットを太陽像の縁に直角(半徑の向き)に置いて隆角のスペクトル線 F を觀測したときの見取圖で、F 線は圖の下の方では光球のスペクトルとして闇線になつて居るが、上端では彩層スペクトルとして輝線になつて居るので、此上端の靡き方から隆角の運動が分るのである。(a)圖は隆角右端に相當し瓦斯の運動は地球から彼方に遠ざかつて動き、又(b)圖は隆角の中部の觀測、(c)圖は左端の狀況を示し視線上地球に近寄る様に動いて居つたものと見られるのであつて、之に據つて見ると當時此紅焰は渦卷運動をなして居たものと察せられる。其他線の「縊れ」や「分岐」等の甚だしく複雑したものが現はれ、込入つた運動を示して居る實例は限り無くあるが、茲には單に水平軸(太陽面に平行)の周圍に動く渦動を示すスペクトルの一例として一八七一年六月二日フォーゲルが觀測した F 線の「縊れ」を指摘するに止めて置く(第七十五圖)。

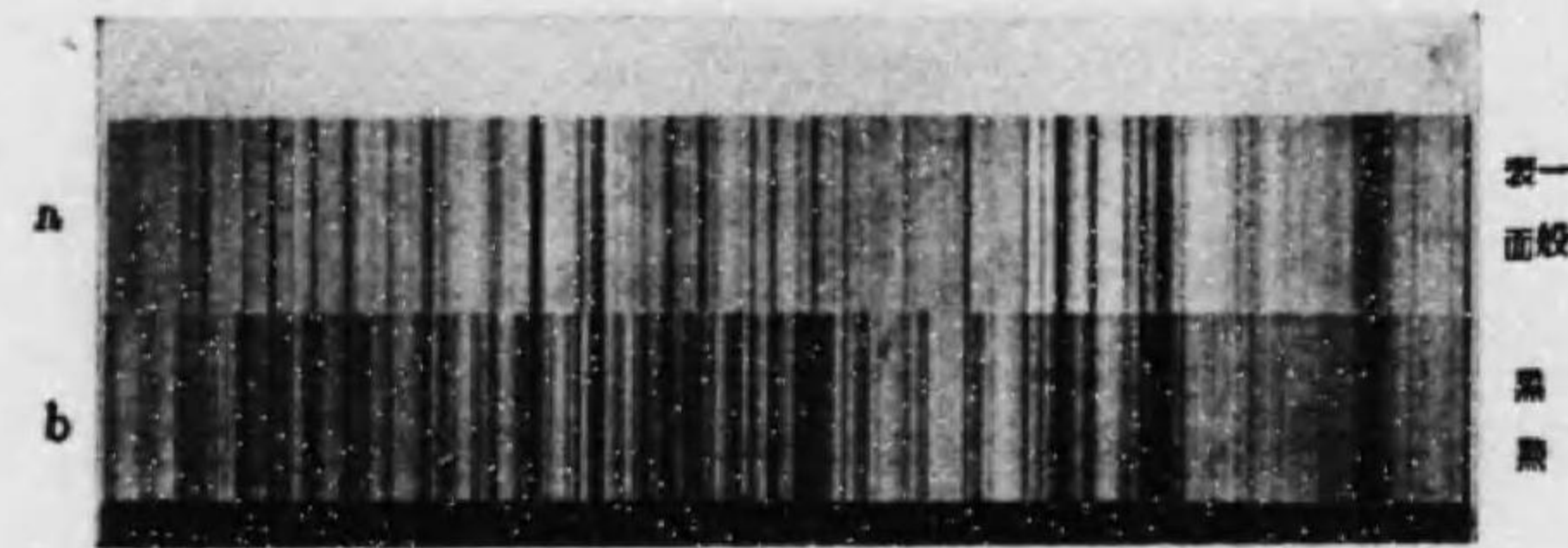


之等の観測は見取圖に據つたものであるから多少の不精確を免れないが、寫眞の應用が開けてからの結果に見ても往時の観測が大體に於て誤ないものであることが承認されるのである。斯くの如く分光器的方法に依つても甚大な速度が観測され且瓦斯の複雑な運動が窺はれるのであるからして、以前單に形象の變化から算出した隆角瓦斯<sup>プロミネンス</sup>の速度が果して眞に瓦斯の運動其物を示して居るや否やに關して抱いて居た疑は今や殆ど其必要を見ぬこととなつた次第である。

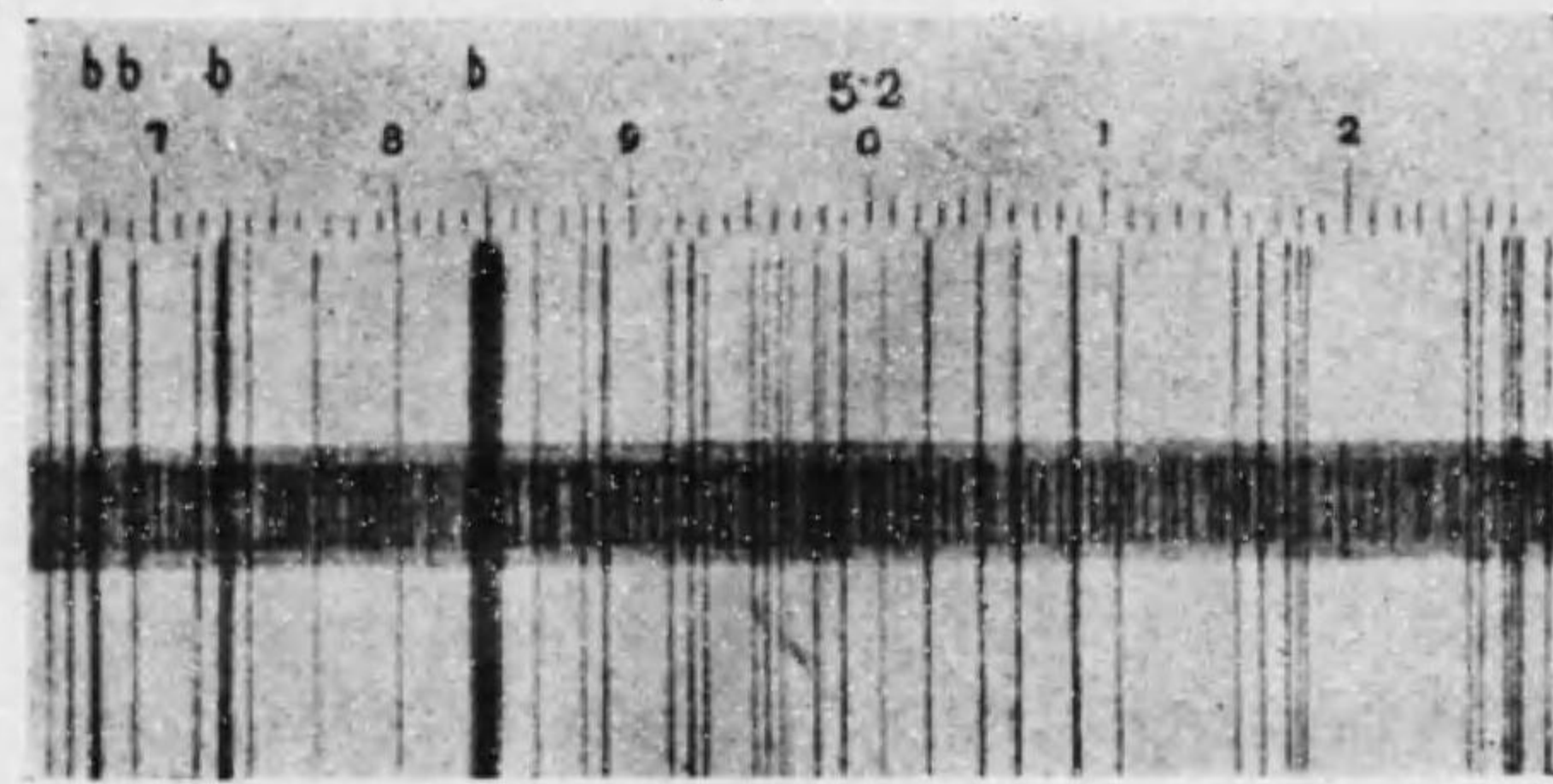
黒點の渦動性を確認するには其周圍の瓦斯の運動を分光器的に精査しなければならぬ。もし周圍の瓦斯が十分の速度で黒點の核を中心として旋廻運動をして居るものとすれば、黒點中央から太陽像の中心に向つて左の方の運動と其右の方の運動を對比するに、互に正反對の方向に動いて居る(黒點の半径が太陽中心よりの距離に比し甚だ小さいと見る)わけだから、黒點が太陽像の中心から相當離れて居る場合(即ち渦動の軸が視線と一致して居ないとき)には、分光器のスリットを太陽半径に直角に黒點像を貫通するやうに置いてあれば、スペクトル線は黒點心核の左と右とで互に反對の方向に、波状を呈する理である(第七十六圖 a, a')。



第七十六圖 黒點瓦斯の運動によるスペクトル線の波形



第七十七圖 太陽黒點のスペクトル



第七十八圖 太陽自轉に因るスペクトル線偏移  
一九二四年七月十一日午後一時五十三分神戸海洋氣象臺にて



同様に黒點周囲の瓦斯が發散的に若くは向心的に動いて居るならば、黒點が太陽像中心から稍はなれた所に在る場合、黒點を貫いてスリットを半徑の方向において観測すれば、スペクトル線は心核の兩側に於て互に反對の方にずれ、やはり一種の波状を呈しなればならない(第七十六圖b b')。

一般に分光器スリットが黒點を貫通して居るときは、スペクトル線の中央に當つて黒點から發する比較的弱い光の連續スペクトルの帯が縞のやうに赤端から莖端に薄開く通つて居り、更に其中央に本陰影の部に屬する一段と薄い光の帯が挟まつて居る、つまり全帯が順次明闇の度を異にする三帯に分れるので、其全幅を横切つて無數の吸收闇線が列んで居る(第七十七圖a)。黒點のスペクトルは大體に於て一般光球面のと異なる所はないが、仔細に點檢すると一般光球に無い特殊の帶條が澤山發見される。其他線の太さ、其黒味、波長等に於ても前記三帯間に多少の相違あることが看取されるのである。之等特異點は節を分ちて追々記述することとし、茲では其中の線のずれだけを今少し詳察することとする。

上記の如き方法で黒點の渦動性を檢べることはコダイカナルのエバーシエツ

ド氏に始まり、氏は一九〇九年一月七日から二月六日迄の間に七個の黒點に就いて一〇五枚のスペクトル寫眞を得て、前記のやうな法で檢測した結果、太陽大氣の下層から出て居るスペクトル線は平均一・九基米秒の速度で水平發散運動をなし、上層に屬するH<sub>β</sub>、K<sub>3</sub>の線は之と反對に平均一・八三基米秒で向心的な水平運動を示して居ることを確め得たのみならず、旋廻的の運動をも檢出し、黒點瓦斯は螺旋形の軌道を畫いて運動して居ることが明かにされたのである。此種スペクトル線の偏移が果してドツプラー効果即ち瓦斯の運動に起因するものか否かは十分の吟味を要することであるが、線のずれが黒點と太陽像中心との距離に伴つて如何變るかといふことから、略判斷されるしセント・ジョンSt. Johnの測定に據ると線のずれがスペクトルの赤色端に近づく程増して行く割合から見ても、如何にもドツプラー効果其物らしく思はれるのである。

<sup>(六九)</sup>セント・ジョンは發散若くは向心速度が大體線の強さ(即ち黒さ)に伴つて變つて行くことを見出したので、更に進んで闇線の強さが其線の生起する層の高さを示す目安となし得るものと考へて、速度の垂直分布を研究したのである。尤も線の



に用ゐたスペクトル線や其強さが附記してある。此圖を見るに、所謂反彩層として知らるゝ太陽大氣の下底では瓦斯が黒點の心核から外方に吹き出して居り、其速度は上層になる程次第に減じて四千基米邊で方向が轉換し彩層に入るに及び總て吹込運動に轉じ、更に上層に至れば吹込が益激しくなつて居る。因に茲に附記した料の數は日食の閃光スペクトルの弧の長さから算出したもので之に就いては後から更めて詳述する筈である。又壓力の値は最近測定の結果に比し餘程過大である。

黒點附近の瓦斯の垂直(太陽面に)分速度に關してもやはりセントジョンの研究を擧げねばならない。其結論に據ると、カルシウムの $K_1$ 吸収線を出す最上層の瓦斯は一般に下向きに動き、次の $K_2$ 線の層に至ると黒點心核の上では〇・六八乃至二・二基米秒の分速度を有する下降氣流あるも中心から外方に距る程垂直速度を減じ、半陰影に於ては殆ど其存在を認め難い程緩微となつて居る。

以上の結果を綜合して考ふるに、太陽黒點は上層に於て四方から螺旋狀に吹き込んで來る瓦斯が心核部に於て下方に吸ひ込まれ、大氣の下底に於て螺旋狀に四

方に吹き出されて居るもので、全體が一個の渦動系を成せる如き觀を呈してゐる。然し上層で吹き込む瓦斯の種類は下層で吹き出す元素の種類に比し甚だ少いと云ふ、吹き込み竝に吹き出す瓦斯の全質量及びエネルギーを計算した結果は後者の方が遙かに大きいと云ふことから考ふると、上層瓦斯の吹込竝に下降が渦動の原動力となつて居るものとは言へない。此點に關しセントジョンは下層の吹出渦動は更に一段と下の方に在る別の渦卷のために涵養されて居るものであつて、黒點の上層に沈降して來る瓦斯と心核部に吹き込んで來る瓦斯とは下層に入つて來たとき偶々既生の渦に誘ひ込まれて吹出運動に參加するに過ぎぬものだとの見解を發表して居るが、近代的の渦動論で唱へらるゝ如き特殊の機巧に基く渦と渦との間の相互作用に依つて遙か上層の莫大なエネルギーが下層に傳播されることも不可能ではないから、下層の原動にばかり重きを置くも誤つて居る。

然らば更に上層の原動は何かと云ふ問題に逢着する。セントジョンは太陽面上カルシウム斑の部では $K_1$ 瓦斯輝線が稍上昇の氣味あること、普通の部分では二・〇基米秒程の速度で上昇して居ること、及び一番上層の $K_1$ 瓦斯が一般に下降しつ

つあること等からして上層渦動に伴ふ局部的の環流系を想定し、緬羊斑の縁から立ち上るK瓦斯が其を越えて黒點心核の方に流れ込むのだとし、又吹込の速度旋廻の速度も上層程速となつて居ると云ふ事實から見て、彩層の渦動に對する起動作用は上の方から傳はつて来るものだとして居るが、單に速度の點ばかりで斯く断定することは出来ない、それは地球大氣の運動から見ても明かである。地面から上に行く程風速が大きいのを以て旋風系の内の空氣のエネルギーが上層から傳はつて来るものと考へるのと一般である。とまれ下方のみならず上方にもエネルギーの源を想定することは至當な事である。ニユーウォル<sup>(30)</sup>H. F. Newallは絶えず上から沈降しつゝあるK<sub>2</sub>瓦斯の起源を考へ太陽の外界から獲得するものだらうとし、セントジョンやエバーシエツドも之に共鳴して居る。ニユーウォルの見解では太陽重力に引き寄せられて外界から沈降した物質中の電離した瓦斯が電場の作用で黒點心核に向つて吸ひ寄せられ、其際に螺旋狀をなして吹き込んで行き、螺旋狀は最も一般的に起り勝ちな運動である、而して之が黒點部に於ける大氣上層の旋廻運動と下降氣流を涵養育成するものだらうといふのである。尙同

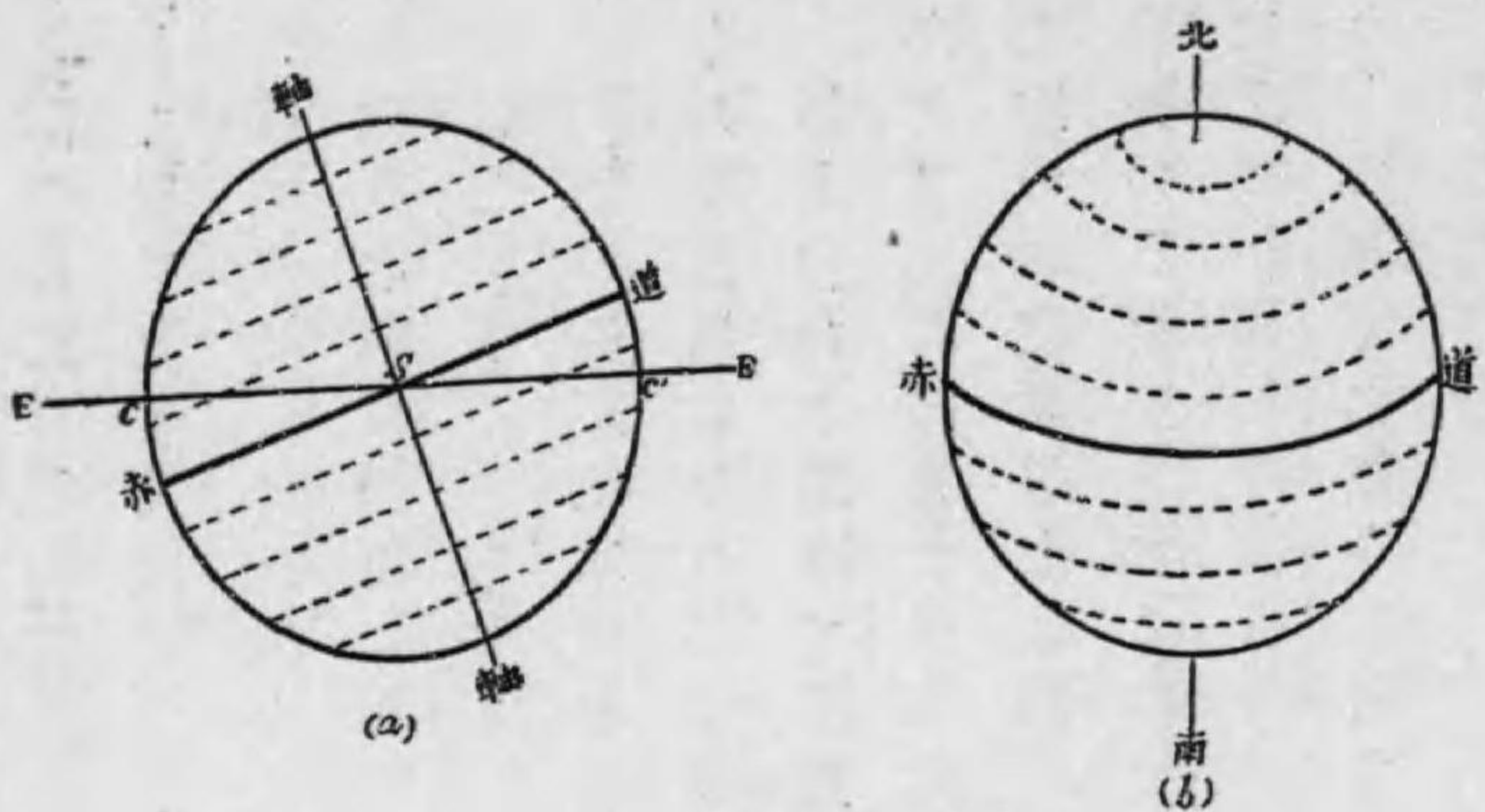
氏はH<sub>2</sub>やK<sub>2</sub>寫眞の長大な闇織條は這の螺旋狀に吹き込んで行く瓦斯の縞れたロールの如きものだらうと迄想像を逞うして居る。其實否は此闇織に旋廻運動あるや否やを觀測すれば檢證される道理であるが、今の所何等判斷の資料を有たない。唯研究を進めて行く上の指針として頗る面白い假設と思はれるので引用する次第である。

渦の巻き方に關してはエバーシエツドの最初の觀測ではカリントンが黒點各部の相互運動から得た結論と同じく旋廻方向が北半球では左旋南半球では右旋と出て居るが、其後セントジョン等の觀測に據ると必ずしも斯くさまつては居ないのである。此事實は地球上の低氣壓や高氣壓が地球自轉の影響で旋廻方向を定められて居る如くに太陽に於てもやはり自轉の影響で旋る向きがさまるものだらうといふ推論の誤つて居ることを示すもので、又一面に於て太陽に於ては地球と異つて自轉角速度の甚だ小さいものであることを顧るならば、自轉が旋廻方向に對し決定的の因子となり難いことは自ら明かなのであつて、其は既に數十年前にファイエやオツボルツァーが道破した所である。尙反對の旋廻方向を有す

る二つの黒點が一對になつて現はれ易いといふことはヘールが黒點磁場の観測から発見した事柄で是亦後で詳論する筈である。

### 一九 太陽の自轉及び大氣の一般大循環

太陽黒點が時々躍動的の氣儘な運動をする外、東から西に向つて徐々に移動しつゝあることはガリレイやフアブリシアスの三百年の昔既に発見した事であつて、壽命の長い黒點だと最初先づ太陽像の東の縁に現はれ、太陽面を横過して約十三日餘の後西縁に没し、更に十三日餘で同じ黒點が東縁上前と同じ場所に現はれ、全く前と同じ筋道を通つて西縁に没するのを追跡することが出来る。斯様な現象に據つて考へると黒點といふものが太陽の面上に現はるゝものであつて、太陽が之に固定した軸のまはりに自轉しつゝあるものとせねばならないのである。此事はガリレイが早くも一六一二年の頃に氣付いたことで自轉週期を約一ヶ月と迄出して居るし、シャイナーは既に一六七五年の頃黒點の観測から自轉週期と太陽赤道の位置とを可なり正確に測定して居る。



第八十圖 太陽赤道及び兩極の見掛の状態

黒點の東西運動を今少し細かに觀察するに、先づ地球が太陽赤道面の延長上に在る時を考へる。此時は太陽像の中心は其赤道弦上に來り、太陽赤道上の黒點は東端より西端に向つて一直線に進行し、之より北又は南方のものもやはり赤道上のものと平行に殆ど直線的に移動する。斯様な場合は地球の公轉中約百八十度を隔てて年に二回づつ、(六月五日前後及び十二月七日前後)ある。其は丁度地球が赤道と太陽赤道の交叉點に來た時なのである。第八十圖 a は此場合の太陽面の見掛の狀況を示すもので、太い黒線は赤道、點線は緯度圓の投影であつて、黒點の通路を示すものである(觀測者は紙面に垂直前方に在るものと假定して書いたものである)。次に地球が以上の如き位置から約九十度を隔つる所即

ち圖のE又はE'の方向に來ると、太陽赤道は其中央部が太陽面の中心C又はC'よりも若干上り又は下つて見え、他の緯度圓も同様で、太陽面の狀況は圖の(b)に示した様になる。で地球が太陽赤道の南に在れば自轉軸の南端即ち南極が地球の方に向き北極は向側にかくれて居り、赤道の北側にあるときは太陽の北極が地球の方に見えることとなるのである。要するに黄道面と太陽赤道面との間の角度だけ太陽の極が地球の方に偏つて居るのである。此場合黒點は同圖(b)の點線で示した緯度圓に沿うて太陽面を東から西に移動して行くのは云ふ迄もない。

以上の如き道理で黒點の運動から黄道と太陽赤道間の角度と前記交點の位置がきまり、其結果太陽赤道若くは自轉軸の位置が決定するので、我々は太陽赤道の交點の經度(黄道上に測つた)と黄道に對する傾斜角に自轉の角速度を加へて太陽自轉の三要素とするのである。地球が前記四つの位置の中間に在るときは、黒點は之に相應した曲線に沿うて太陽面を經過して行くこと勿論である。今カリントンの測定に據り自轉要素を掲ぐると左の通りである。

自轉週期

= 25.38日

赤道ノ斜角

=  $7^{\circ} 15'$ 

赤道ノ交點ノ黃經

=  $73^{\circ} 57'$ 

實際に自轉要素を測定するには太陽面の中心に對する黒點の黃經黃緯の日差を日々觀測し三回以上の觀測によつて此三要素を未知數とする方程式を作り、之を解いて要素を決定するのであるが、其法は之を略し黒點の觀測法に關し一言する。

第一には太陽像の南、北、東、西(天體日週運動に照らした)の四縁からの距離を測らねばならぬ。其には投影法に依る場合なら、望遠鏡の接眼端に着けた投影板に耗方眼線を畫きて先づ黒點なり太陽南北縁なりが日週運動で移動する際に方眼線の一つに沿うて動くやうに投影板のすわりを直す(回轉させ)。若し時計仕掛の装置あれば太陽を追跡しつゝ迅速に四縁の位置と黒點の位置(中央)を板上に記印し、後で其目盛數を讀取り、東西及び南北各別に差を求むれば所要の距離が得られる。望遠鏡に時計仕掛無きか精密を望むときは、望遠鏡を固定して太陽像をば板上に移動せしめつゝ南北縁と黒點の南北偏位は目盛で讀取り、一方精確な時計を用ひ



て東西縁及び黒點が板上の一定標準南北線を通過する時刻を観測する。此時刻を  $t_e, t_w, t_s$  とすれば東縁から黒點までの角距離は

$$E = \frac{t_e - t_o}{s}$$

西縁からの距離は

$$W = \frac{t_o - t_w}{s}$$

できまる。但し  $s$  は航海暦所載の太陽視半径である。同様に南北の目盛の讀取  $d_s, d_n, d_o$  から南縁竝に北縁から測つた黒點の角距離は

$$S = \frac{d_o - d_s}{d_n - d_s} s \quad N = \frac{d_n - d_o}{d_n - d_s} s$$

できまる(此場合大氣の光線屈折作用に基く太陽像の變形は度外してあるが十分の精測には之を加味せねばならぬ)。直視又は寫真觀測に於ても同じ道理であつて、望遠鏡の視界に於ける測微尺の直交線を以て投影板の方眼線に代へ、或は直交標尺に依つて直接寫真板上に於て所要の距離を測ればよいのである。そこで此觀測の結果から太陽像の中心と黒點の赤緯赤經の差  $\Delta\alpha, \Delta\delta$  を求むるに

$$\Delta\alpha = \frac{W - E}{E + W} s \quad \Delta\delta = \frac{S - N}{N + S} s$$

できまり、又黒點の位置角(太陽像の中心から引いた直線が北を基準として東方に何程廻つて居るといふ角度)  $p$  は

$$\tan p = \frac{\Delta\alpha}{\Delta\delta}$$

で計算されるし、像の中心からの角距離  $r$  は

$$r = \frac{\Delta\alpha}{\sin p} = \frac{\Delta\delta}{\cos p} = \sqrt{\Delta\alpha^2 + \Delta\delta^2}$$

で求められる。

太陽の中心から見た地球黒點間の角距離を  $\rho$  とすれば、其は

$$\sin(\rho + r) = \frac{r}{s}$$

なる式で計算され、 $\rho$  が分れば黒點の日心緯度  $\phi$  及び經度  $\lambda$  は次の式で勘定することが出来る(北極、黒點、地球の方向を頂角とする球面三角の式)。

$$\sin \phi = \sin B_0 \cos \rho + \cos B_0 \sin \rho \cos p$$

$$\sin(L_0 - l) = \frac{\sin p \sin \varphi}{\cos \varphi}$$

但し  $B_0$  は地球の日心緯度、 $L_0$  は太陽中心の日心經度であつて共に航海曆に其日其日の値が掲げてある。

初めて太陽の自轉週期を相當の確度を以て算出したのはピアンキニ Bianchini (二七一八年)で其結果は二五日七時四八分と出で、カリントンが一八五三乃至六〇年の觀測から出した二五日九時七分やスベオラーの一八七三年乃至九四年の觀測から出した二五日三一分と比較するも左程の逕庭を見ないといふことは觀測法や器械の甚だ幼稚であつた二百年の昔としては驚嘆に値するものである。尙此際附言せねばならぬのは地球は公轉によつて太陽自轉に因る黒點の運動を追ひかけて行きつゝある故に、地球から見た見掛上の自轉角速度は大體地球公轉の角速度實は其分速度だけ小さくなり、週期は眞の週期  $P_0$  より約二日程長く凡そ

$$P = 27 \text{ H } 7 \text{ 時}$$

となつて居る。 $P_0$  と  $P$  の關係は日を單位とすれば左の通りになる。

$$P = \frac{365.25637 P_0}{365.25637 - P_0} \text{ H}$$

カリントンの觀測は太陽自轉要素の測定上一つのエボツクを劃したもので言つても過言でない。以前の觀測では太陽を一つの剛體であるかの如く考へ其各部が同一の角速度で自轉するものとしたのである。従つて何所に在る黒點も全部一括して自轉速度の計算に用ゐて居るのであるが、カリントンは黒點を出現の緯度別にして計算した處、赤道に近いもの程自轉速度が大きく出たので、其結果から緯度  $l$  と角速度との關係を式で表はすと

$$\omega = 864 \frac{1}{24} \sin^2 \varphi \quad \left( \begin{array}{l} \text{符號は北半球} \\ \text{は正、南半球} \\ \text{は負} \end{array} \right)$$

となつた。此現象は太陽自轉の赤道加速と稱し、後年太陽大氣の一般大循環に於ける東西分速度の分布が明かにされる端緒を開いたものである。

自轉角速度の赤道加速を表はす式の形に關しては諸家の間に種々意見の相違がある、今其主なるものを摘録するに、フアイ H. Eady は表面の瓦斯が内部の橢圓形の心核から上昇して來たもので、黒點は此瓦斯雰圍氣と共に流動して居るものだ

といふ考から出發して、流體力學的考察の結果

$$\xi = a + b \sin^2 \varphi$$

なる形で表はせるべきものとなし、スベオラーは之を

$$\xi = 16^\circ.8475 - 3^\circ.8812 \sin(\varphi + 41^\circ.13')$$

なる形で表はし、ツォルナーは

$$\xi = \frac{A - B \sin^2 \varphi}{\cos \varphi}$$

なる形を採用した。之は太陽を薄く包んで居る固體又は流體の大氣が極から赤道に向つて流動しつゝあるものと假定して導き出した式である。ツォルナーは觀測の結果から此式中のA及びBを

$$A = 863'.8$$

$$B = 613'.2 \quad \text{北半球}$$

$$B = 631'.1 \quad \text{南半球}$$

と出して居る。斯様にBの値が南と北で異るといふことは不可思議な事柄で、觀測や統計の方法に於ける缺點の然らしむる所でないかとの疑念もあるが、前記の

如く種々の點で北南の不均整もあることであるから強ちに誤として捨て去ることは出来なう。

<sup>(+1)</sup>ハルツァー HARTZOR は内部摩擦を度外し、且密度と温度とが共に中心からの距離と緯度のみの函數であつて而かも等温等密度面が自轉軸を軸とする回轉面であるといふ假定の下に流體力學の式から自轉速度の分布は

$$\xi = a\sqrt{1 - b \cos^2 \varphi}$$

なる形で表はせるゝとし、<sup>(+11)</sup>ウィルシング WILSING は太陽を不可縮性の流體とし、内部では角速度が殆ど均等であつて、比較的外の方では其各部の運動が互に平行な圓形軌道に沿ひ、其速度が中心よりの距離 $r$ と赤道面からの距離 $z$ のみの函數であるとし、角速度の不均等が甚だ小さいといふ假定の下に流體力學の式を解いて

$$\xi = a + b \frac{z^2}{R^2}$$

$$= a + b \sin^2 \varphi$$

となることを證明した。但し茲に $a$ 及び $b$ は角速度の緯度に依る不均等が無く

なるやうな内外二つの限界面 $\alpha=R_1$ 、 $\beta=R_2$ 及び「時」の函数である。

ウィルシングの理論はファイエの式に有力な根據を與ふるものであるが其立論には尙吟味すべき點が少くない。氏は太陽の状態迄進化した恆星では其體内の物質が上下の運動を殆ど失つてしまひ水平運動だけが存在して居るものとしたのである。而して水平運動の不均等は何時か一度或る機會で其が生ずると内部抵抗が僅小なる爲に長い間其不均等状態を維持することが出來て今に至るまで残つたものであらうとして居るが、對流を全然不問に附したのは如何であらう。又氏の解法の當てはまるのは不可縮流體か若くは絶對温度が密度の二乗に比例するといふ場合に限るのであるが、此假定は近頃エデントン其他の得たところの割合に觀測事實とよく一致する解法と撞着して居るので、其結論は相當の割引を以て見ねばならない。

太陽自轉速度の分布に關しベロポルスキー Belopol'sky は面白い實驗をして居る。其は半徑八六耗の中空の球の中にステアリンの粉を混じた水を充たし、之を固定軸のまはりに高速度に自轉させて置き、暫らくしてから急に之を止めた處が表面

近くの粉は赤道自轉の邊から極の方に螺旋狀に流れて行き其角速度は大體緯度の高い程小さかつたといふことである。今サムソン<sup>(七四)</sup> Sampson の理論に據つて此現象の機巧を考へて見るに、停止の瞬間には各部共角速度が中心に近づく程大きくなつて居たのは争はれないので、サムソンは等角速度面が

$$r = R(1 - \epsilon \cos^2 \theta)$$

なる式で表はされるものと考へた。但し茲に $\epsilon$ は角速度の二乗に比例する常數、又 $R$ は $\epsilon$ の値に依關する一つの常數である。此各の面 $\epsilon$ の種々の値に對する $\alpha$ なる球面と交はる線、即ち此球面上に於ける「緯度圓」の上に於ては

$$\frac{d\epsilon}{d\theta} = \frac{2\epsilon \sin \theta \cos \theta}{\cos^2 \theta + \frac{d}{d\epsilon} \left( \frac{\alpha}{R} \right)}$$

なる關係が成立つて居る。此式の右邊は $\theta=0$ 及び $\theta=90^\circ$ 。即ち極と赤道とに於て零となり、其中間では常に正で或る緯度に於て極大となる。従つて角速度は極から赤道に近づくに従つて次第に増し、中緯度の所に於て其増大率最大の所がある。而して其緯度は $R$ と $\epsilon$ の關係でさまる。

以上は單に境界面に於ける摩擦のみに着目して角速度の不均等を説明したもので、其儘太陽に於ける實況の説明に利用することは出来ないが、半剛體の心核球から摩擦に依つて運動量が外部に供給さるゝ如き場合角速度に不均等の生じ得べき所以を説明する簡便法たるを失はない。

ヤングの見解によると自轉速度の分布は上層の物質が冷却して沈下する際に上方の大きな速度が下層に傳はるがために生ずるのだと云ふことであるが、沈下に依つて生ずる角速度の増加は物體が空中を落下する場合の如く左様簡單に考定するわけには行かない。

要するに自轉角速度の分布を表はす式は何れも多少の理論的根據を有する實驗式であつて、完全な理論が確立されてない今日の狀態に於ては何れを正しと決することは出来ないが、ファイエの式が比較的合理的で且一番觀測の結果をうまく表示し得るといふ理由で最も廣く用ゐられて居るのである。

太陽黒點の觀測に據つて自轉要素を決定したもので最も精確なのはマウンダー<sup>(七五)</sup>が一八七九年から一九〇一年迄のグリニッチの寫眞觀測に基いて計算したも

のであつて、比較的壽命の長い黒點のみから出した平均自轉週期は二五・二〇日で自轉速度の分布を

$$\omega = 8667.6 - 128' \sin^2 \phi$$

なる式で表はして居る。氏の研究で新たに發見された顯著な事柄は左の如く、壽命の短い黒點程自轉週期が短いといふ事實である。

壽命

自轉週期

七乃至六日	二四・八二日
八、九、一〇日	二四・八五日
一一、一二、一三、一四日	二五・一三日
一四日以上	二五・二〇日

近來の諸説の如く黒點が上下に可なりの延長を有する渦卷であるとすれば、其東西運動は主として「根元」の層の運動に隨つて行はれ、他層の運動が之に攪亂作用として加はるものと見られるのであるから、上表の如く崩壞が加速と相伴ふといふことは攪亂層の自轉が「根元」のより速いといふ事を意味する。で一面後述分光

器的測定を示す所の如く上層程自轉が速かなるものとすれば黒點は下層に根を張り上の方に延びて居るものと考へられる。然しながら著者が形の正しい典型的の渦動と見られる黒點に就いて東西運動を検した結果に據ると、自轉運動の特別に速い黒點でも著しく崩壊し易いものと發展し勝ちのものと二種類に分れるので、上層に根を張つて居るものと下層に根を張つて居るものと二種あるが如く考へられる。

自轉週期を測定するに利用さるゝ目標は必ずしも黒點に限らない。(七六) ウイルシング、ストラトノフ Stratonoff、シュヴァリエー Chevalier、ウオルファア等は白斑の觀測に據り、又ヘール、ケンブ、フォックス等はカルシウム  $K_2H_2$  羊斑及び水素の  $H_2$  羊斑の觀測に據りて自轉週期を求め、黒點から求めたものと大體に於て同じ結果を得て居るが、細かに比較すると左表の如く其間に多少の相違を認めることが出来る。尙從來は之等の測定と共に分光器的測定をも一括して對照比較し層位と速度の關係を考究する上に利用して居たが其は好ましからぬ仕方と考へる。

第二十五表  
自轉角速度 (度/日)

緯度	黒點		白斑 (シュヴァリエー)	カルシウム斑 (ヘール、ケンブ、 フォックス平均)
	(マウンダー) (A)	(マウンダー) (B)		
0°	14.41	14.44	14.47	14.53
5	14.39	14.43	14.46	14.48
10	14.33	14.38	14.41	14.40
15	14.24	14.30	14.32	14.31
20	14.11	14.19	14.21	14.21
25	13.95	14.06	14.07	14.07
30	13.77	13.91	13.91	13.89
35	13.56	13.47	....	13.79
40	....	....	....	13.61
45	....	....	....	13.23

黒點の自轉角速度中(A)は著者がマウンダーの求めた各個の黒點の角速度表から

各緯度に於ける最頻値を出して

$$\xi = 14^{\circ}.41 - 2^{\circ}.58 \sin^2 \varphi$$

若くは  $\xi = 11^{\circ}.83 + 2^{\circ}.58 \cos^2 \varphi$

なる實驗式に依り平滑したもの、又(B)は回歸黒點群に對するマウンダーの式

$$\xi = 14^{\circ}.44 - 2^{\circ}.13 \sin^2 \varphi$$

若くは  $\xi = 12^{\circ}.31 + 2^{\circ}.13 \cos^2 \varphi$

に依り算出し、白斑の自轉はシュヴァリエーの求めた

$$\xi = 14^{\circ}.47 - 2^{\circ}.07 \sin^2 \varphi$$

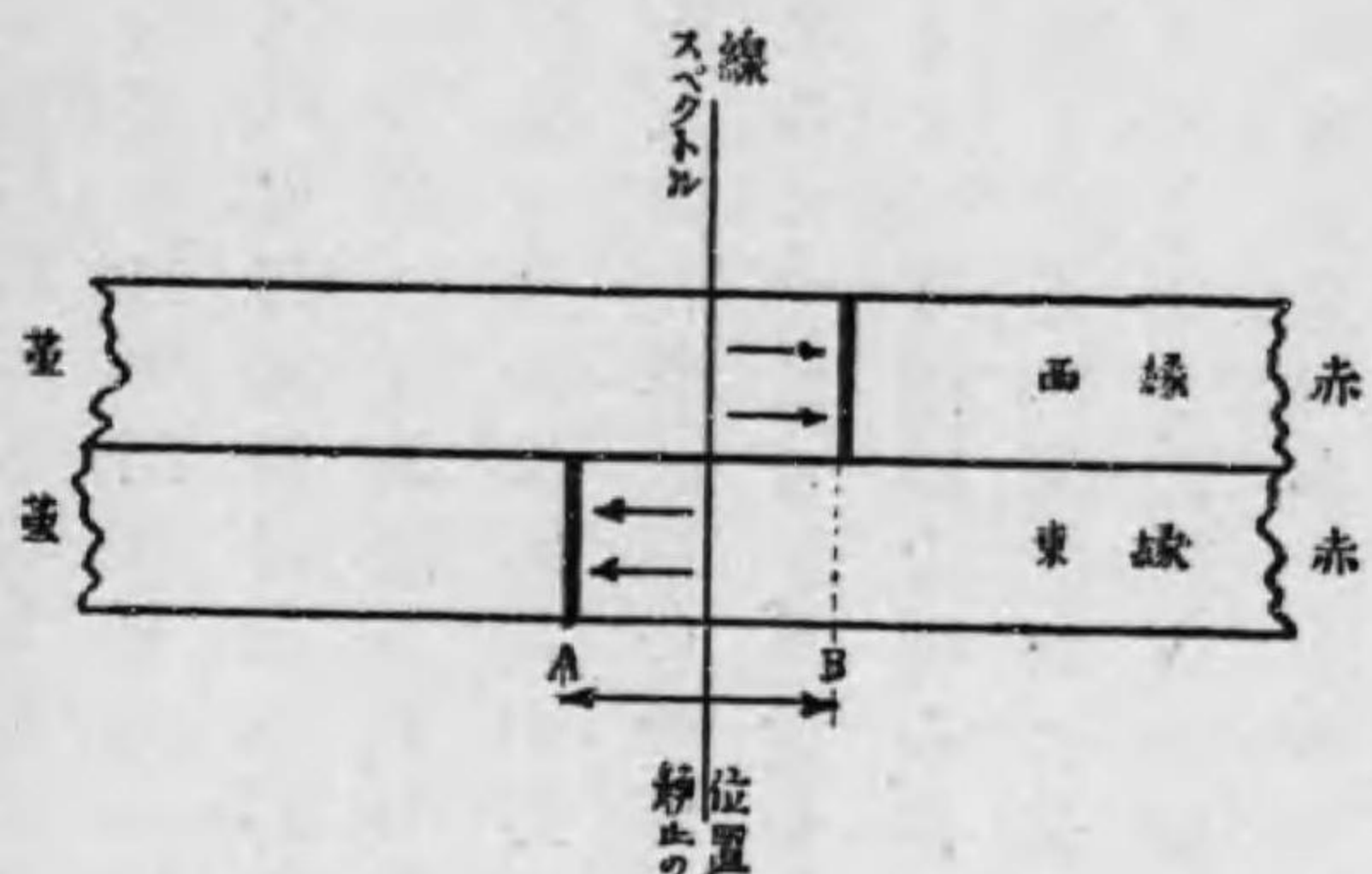
若くは  $\xi = 12^{\circ}.20 + 2^{\circ}.07 \cos^2 \varphi$

に據つたものであつて、黒點及び白斑の自轉は多數觀測者の平均値を採らず、最近の調査に成る最も信頼出來さうなものを選んだのである。(A)は速度最も遅く黒點下底の自轉を示すものの如く(B)は之より稍速くして上層から加速作用の加はれるを示す如くに察せられ、白斑之に次ぎカルシウム斑は最も自轉が速い。然し白斑とカルシウム斑は其差甚だ小さく殆ど同等と見るべきである。カルシウム

發光が白斑に比し遙か上層の所産であると考へられて居るのに、斯くの如く殆ど同等な自轉速度を示すといふことは<sup>(A)(B)</sup>セント・ジョン等の考ふる如くカルシウム緋羊斑を白斑發光の反影と見る説に甚だ有利な事柄である。又赤道加速が黒點、カルシウム斑、黒點下底、白斑と順次に大きくなつて行くのも層位の問題と關連して面白い事柄であるが詳細は更に後節に再論する。

太陽自轉速度の觀測に據つて其大氣中に存する東西流の研究が或る程度迄出來るのであるが、黒點や白斑は形象の變化が甚だしくて精測に不便であり、又其自身の固有運動を伴ひ、忠實に流勢を示さぬといふ不便がある。十分の研究をするには分光器的方法に依るの外ない。黒點觀測から求めた自轉速度が略誤ないものとする、太陽の東縁が毎秒約二基米の速度で此方に近寄り西縁が同じ速さで彼方に遠ざかりつゝある道理である故に、分光器を用ゐればドップラー原理に因るスペクトル線の偏移から自轉速度を求め得るわけである。それは原理としては明白なことであるが、器械の「力」といふ點から見て實用に適するや否やは疑問とされて居たのであつて、フォーゲルは既に一八七一年に此方法の可能性を提唱し

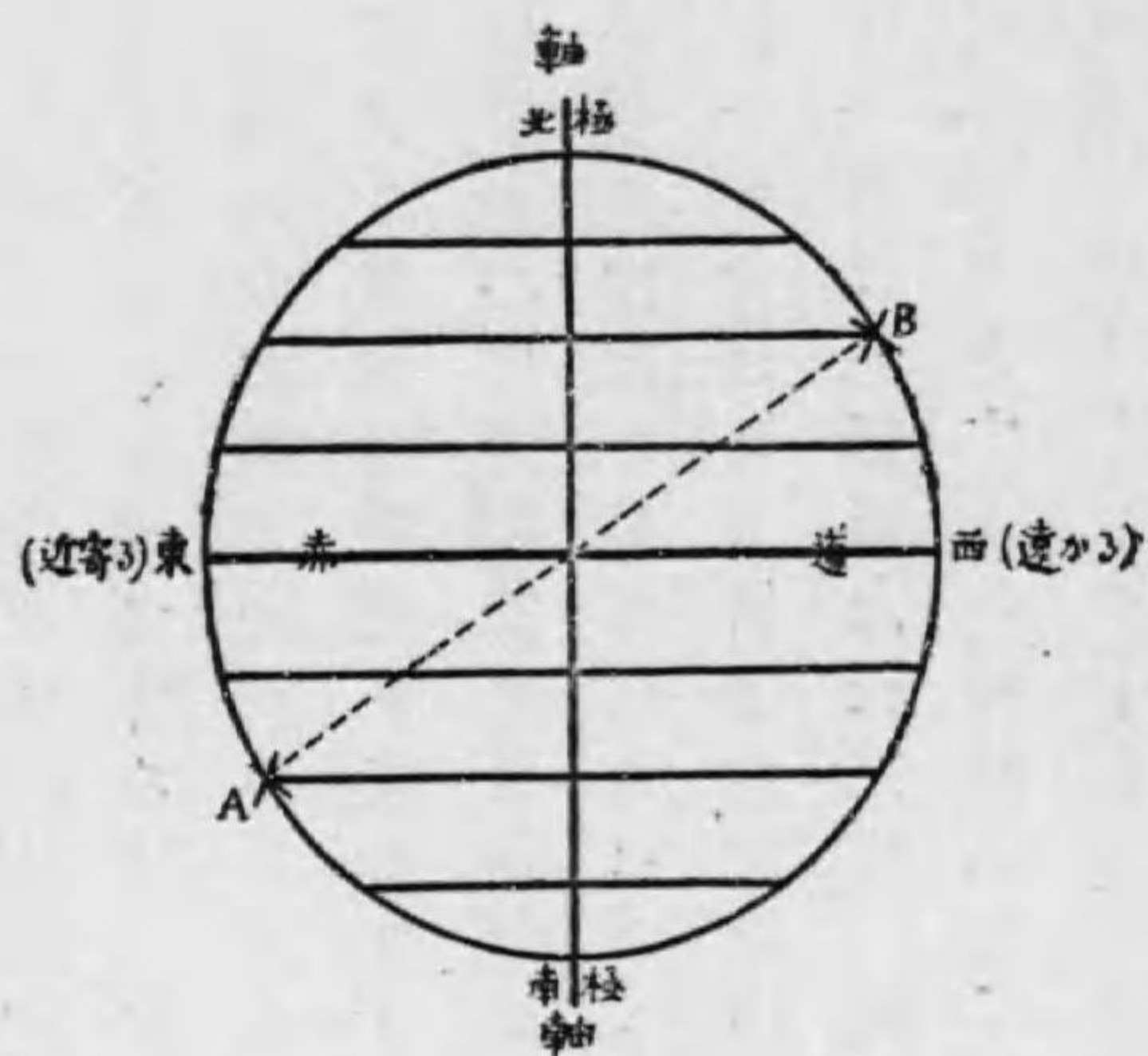
て居るが一八九一年デュネーの有名な研究が公にさるゝ迄は其卓抜な効果が十分に認められなかつたのである。氏の<sup>(八五)</sup>観測は一八八七年から八九年迄と一八九九乃至一九〇一年に互り自轉速度の緯度分布を精査したもので、太陽氣流の測定



第八十一圖 太陽東西縁のスペクトル線相對偏移

上新時期を劃したものと見做してよい。之に端緒を得て分光器的自轉測定法が廣く行はれ出し、就中ハーム<sup>(八六)</sup> Halm、アダムス<sup>(八七)</sup> Adams、ハーン<sup>(八八)</sup> Hahn、エーバーハート<sup>(八九)</sup> Evershard、ストレー<sup>(九〇)</sup> Storey and Wilson、ヤンブレンヒト<sup>(九一)</sup> Hubrecht、ペロフ<sup>(九二)</sup> Perof、プラスケット<sup>(九三)</sup> Plaskett等の研究を経て今日では自轉速度の分布が餘程明瞭になつて來たのである。デュネーからハーム迄は主として實視觀測に依り地球大氣の酸素の吸収線 $\lambda 6302.209, \lambda 6302.975$ を標準として其傍らに見える鐵の線 $\lambda 6301.718, \lambda 6302.709$ の波長を測微尺で測るので、東縁と西縁とを交互にスリットに當てて之を觀測し、兩縁の波長の差を求める

のである。此差の半分が縁の視線速度に相當するもので、是から太陽の半径を用ゐて自轉角速度を計算することが出来る。此際地球公轉の角速度だけ實は其太陽赤道面に於ける分速度の補正を施すべきは云ふ迄もない。この酸素吸収線は



第八十二圖

自轉による東西縁の地球に対する相對運動

大氣のずつと高層に起るもので、其部の運動状態は不明であるが種々の研究に據り其波長は不變のものとして採用して差支ないものとされて居る。で斯様な同一視界中に現はるゝ隣接吸収線を基として波長を測るときは觀測法や器械に依る系統的誤差を極少くすることが出来るから、斯うして出した自轉速度は餘程精確なものと見られるのであるが、アダムス以後行はれて居る寫眞的方法に於ては東縁と西縁のスペクトルを固定した同一乾板上に上下に並べて撮影するので、上列では線が皆右にず



れ下では左にずれるから、上下で線の食違ひが起る。此食違ひを後で測微尺で測り之を二等分すれば自轉に因る波長の變化が知れる(第八十一圖)。地球が太陽の赤道面から外れて居る時は運動の平面は視線と一致して居ないから、兩縁の運動の視線の方向に於ける分速度がスペクトル線の「ずれ」になつて現はれるので、之に對する相當の補正を施さねば眞の自轉速度にはならない。又赤道以外の點の速度は中心に對稱的に直徑の兩端(A、Bの如き)のスペクトルを撮つて比較すればよい。尙實際に於てはスペクトル線の「ずれ」の中には地球公轉及び自轉運動に因る部分も含まれて居るので其補正もやらねばならぬ。

一般に太陽面上任意の一點Pの西方、垂直上方、極の方の三方向に於ける分速度を $v_w, v_p, v_r$ とすると、視線速度 $V$ (遠ざかる方を正とす)は次の式で表はされる。

$$-V = v_w \sin A \sin z + v_p \cos A \sin z + v_r \cos z + V_0$$

茲にA及びzはPから見た地球の方位及び天頂距離で、又 $V_0$ は地球の公轉に因る視線速度である。太陽像の縁を觀測する場合にはzは殆ど九十度でAは九十度に近いものだから、極に向ふ速度があまり大きくない限りは $v_w, v_p$ の項はVの値に

參與しない。で結局

$$-V = v_w \sin A + V_0$$

Aは地球の太陽赤道面に對する位置でさまるもので、若し太陽赤道面内に在れば東縁では $A = +90^\circ$ 。又西縁では $-90^\circ$ となり、東縁に對する地球公轉の視線速度を $V_0$ とすれば

$$\text{東縁} \quad -V_E = +v_w + V_0$$

$$\text{西縁} \quad -V_W = -v_w - V_0$$

従つて

$$v_w = \frac{1}{2}(V_W - V_E) + V_0$$

分光器的自轉測定法に於ては流速其物を精密に示し得る點に於て黒點や白斑に依る測定法に優るのならず、極に近き部分迄も及ぼし得る特長を有つて居るので、之に依つて速度の緯度分布を十分に研究することが出来る。アダムスが米國ウィルソン山で一九〇六年から一九〇七にかけて二十本のスペクトル線を用ひ約四十回の觀測から自轉速度の緯度分布を検べた結果は左表の如くである。

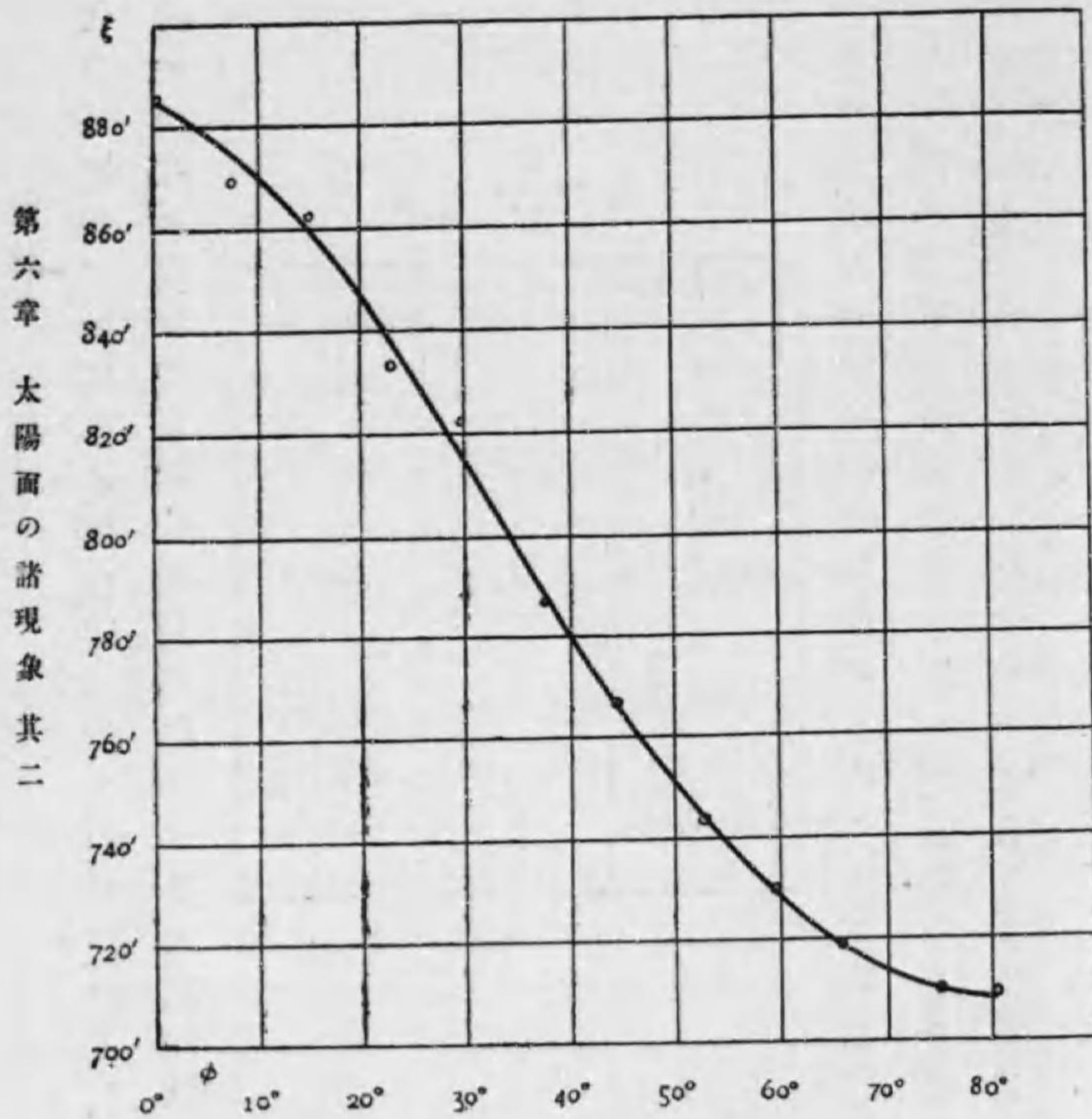
緯度	速度	角速	週期
0.2	新/秒 2.074	度/日 14.73	日 24.44
7.7	2.028	14.53	24.77
15.0	1.957	14.40	25.00
22.7	1.811	13.94	25.82
29.8	1.676	13.71	26.26
37.8	1.461	13.13	27.42
44.6	1.283	12.80	28.12
52.7	1.060	12.43	28.96
59.6	0.867	12.15	29.63
65.6	0.694	11.96	30.10
75.1	0.435	11.98	30.05
80.4	0.277	11.80	30.51

右表の速度分布を實驗式で表はすと

$$v = (a - b \sin^2 \phi + c \cos \phi) \cos \phi$$

$$\xi = a - b \sin^2 \phi + c \cos \phi$$

となり、此式を用ゐる方がファイエの式よりも良く観測値と合ふ。第八十三圖は速度と緯度の關係を示したもので、曲線は右の式から算定したものである。印は前表の観測値を示し観測と計算とは餘程よく合つて居る。角速度は赤道から緯度十度



第八十三圖 自轉速度の分布

邊迄は極めて徐々に減じて行き、其變化は三十度位の所で最も著しくなるが、更に高緯度になると復び減じ、極の近くでは甚だ僅かになつて居る。  
アダムスの測定で特に注目すべき點は炭素及び原子量の大きな元素が角速度遅く且赤道加速の著しいことと、水素H<sub>2</sub>線から求めた自轉速度が一般反影層よりも格段に大きく且赤道加速が遙か少く

なつて居ることである。例へばランサニウム、シアン、マンガン及びカルシウムの四者を一般平均値に比較し其偏差を求むると左の通りである。

第二十七表

緯度 元素	0°-20°	60°-80°
λ4197. La	-0°.1	-0°.3
λ4197. CN	-0°.1	-0°.3
λ4258. Mn	+0°.1	+0°.3
λ4227. Ca	+0°.4	+1°.6

アダムスが一九〇八年の観測から求めた實驗式を掲げると、

一般反彩層(20線の平均)…………… $\xi = 10°.57 + 4°.04 \cos^2 \varphi$

若くは  $\xi = 14°.63 - 4°.04 \sin^2 \varphi$

カルシウム 4226.9…………… $\xi = 12°.5 + 2°.4 \cos^2 \varphi$

若くは  $\xi = 14°.9 - 2°.4 \sin^2 \varphi$

水素 H<sub>α</sub>…………… $\xi = 13°.6 + 1°.4 \cos^2 \varphi$

若くは  $\xi = 15°.0 - 1°.4 \sin^2 \varphi$

之等の式に依つて各緯度の速度を計算すると次表の如くなる。

第二十八表

緯度	L <sub>0</sub>	一般反彩層	λ4227	a (Å)	K <sub>2</sub> (S)
0	14.5	14.61	14.9	15.0 (P15.2)	15.5
15	14.2	14.34	14.8	14.9	15.4
30	13.5	13.60	14.3	14.6	15.3
45	12.5	12.59	13.7	14.3	....
60	11.4	11.58	13.1	13.9	....
75	10.4	10.84	12.7	13.7	....
層位	+0.028 200	+0.025 300	-0.002 500	-0.050	-0.063 1400

第五行目の(P)は<sup>(九三)</sup>ペロ Perotが干渉計を以て波長を測定して勘定したもの、又<sup>(九四)</sup>第六行の(S)はセント・ジョンが測定したものである。最下二列の数字はセント・ジョンが層の順位を示す目安として用ゐた黒點瓦斯の射出運動(基米秒)とミツチェル Mitschel が日食の閃光スペクトルから求めた層の高さで、之に據ると高層のもの程自轉が速く且赤道加速が少くなつて居るのが明かである。

茲に一見矛盾と見られるのは右の表を前記第二十六表と比較して分る通り、緬羊斑の運動から求めたカルシウム層の自轉速度が高層瓦斯に似合はず一般反彩層よりも遅いことである。此矛盾は緬羊斑の運動が此層の眞の運動を示して居ないものとするか、ドツブラー効果で測定した自轉速度が斑點の運動から求めたものよりも大きく出るやうな原因が潜在して居るものとして説明することが出来る。元來スペクトル線の観測には太陽像の縁を観測すると稱して實はそれよりも少しく内に入つた點にスリットを當てるので、縁との距離に應じて適當の補正を施せば自轉速度を得るに差支なきが如くであるが、太陽大氣の吸収を適當に考慮した上でないと此補正は十分を期されない。何故といふに太陽氣層中我々

の見透し得る深さ(垂直)は像の縁からの距離に依つて非常な相違があるので、同一のスペクトル線でも縁と其より一寸内側とでは有效層位に著しい懸隔を生ずるのは見易い道理である。又同じ理で黒點、一般太陽面、閃光スペクトル等から得た層高を其儘縁邊のスペクトル線にあてはめて層位と自轉の關係を論ずるのも安心がならない。

太陽黒點は主に中緯度から赤道迄の間に現はれるもので自轉の實驗式は此範圍のみを考へて導來したものであるのに、スペクトル線から求めたものは極附近の材料迄も取り入れて式を出してあるので嚴密の比較は出來ない。要するに今迄屢、自轉問題の研究家が行つたやうに斑點観測とスペクトル偏移から得た角速度を其儘比較するといふことは餘り意義のないことといはねばならない。

カルシウム發光斑と異つて且、の間斑はエバーシエツドやデランドルの測定した如く $15^{\circ}.1, 15^{\circ}.0$ (赤道)といふやうに高層瓦斯に應はしい高速度を示して居る。一面該間斑が事實高層に存在する吸收物質其物を示すものと考ふべき現象は澤山あるので上記の如き高速度を示すといふことはさもあるべきことである。

果して上層程自轉速度が速くなり而かも赤道加速が減じて行くものとすれば、太陽大氣の一般循環の理論を展開し諸現象の成因を究明する上に重要な手掛りを得るわけであるが、其れには此傾向が更に遙か外域迄續いて居るか否かを確かめる必要がある。大氣の最上層に當るコロナの自轉速度はボスラー<sup>(九五)</sup> J. B. Seiler が一九一四年八月二十一日の日食の際赤道速度を三九九秒(76374.5)と測定し古くはベロポルスキーやカメル等が一八九三年及び一八九九年の日食の際ドツブラー原理で之を三乃至七秒と出して居るが何れも確實なものとは言ひ難い。

太陽面に現はれる種々の形象の分布が赤道に對稱的でないことは前にも述べた通りであるが、此等形象の成因と密接な關係にあるものと考へらるゝところの一般氣流に就いても南北半球間に不同のあるべきは當然のこととして想像される<sup>(九六)</sup>ところである。カリントン<sup>(九六)</sup>は既に一八六五年自轉速度が赤道に對稱的でないことを指摘し、等自轉帶の赤道(即ち自轉速度の對稱中心線)は眞の赤道(南北極より九十度の距離にある大圓)より一度だけ北に偏つて居るのであつて、前掲の式よりも

$$\xi = 865 + 165 \sin^2 (\varphi - 1^\circ)$$

とする方がよく觀測と合ふと言つて居るし、マウンダー<sup>(九七)</sup>は最短自轉週期は赤道になくて稍北に偏して居り、自轉週期が極に近づく程延びて行く割合に就いても南半球より北半球の方が急であることを擧げて注意を促し、又ヘンロトウ<sup>(九七)</sup> Henrotaun も黒點發現中心域の研究から南北の自轉週期に不同のあることを認めて居る。而してスペクトル線に依る測定に於ては太陽像の直径の兩端を比較するのが普通であるから南北の自轉を別々に出して之を比較することは出来ないのであるが、ヒュブレヒトが一九一一年の測定で兩半球の對比をやつた所に據ると、速度の分布は左の式で表はされ、南半球の方が北より自轉が速いといふ結果になる。

$$\text{北} \quad V = (1.863 - 0.513 \sin^2 \varphi) \cos \varphi \quad \text{秒/秒}$$

$$\text{南} \quad V = (1.863 - 0.390 \sin^2 \varphi) \cos \varphi \quad \text{秒/秒}$$

斯様に南北半球間で黒點の分布や自轉週期の分布が異つて居るのが果して事實とすれば其等を支配すべき原動力が全然内部的のものでなく或種の外的作用が加はつて居りはすまいかとの疑が起るのである。之に關聯して太陽が空間

を進行して行く方向が赤道面に一致して居ないことや、抵抗物質の存在なども注目しなければならぬ。又近頃殆ど顧る者のなくなつた流星落下説や惑星引力説なども相當の考慮を拂ふ必要が生じて来る。不對稱の存在を確實に認めるとともに、等自轉帶の赤道が南北に移動することの可能性に就いても注目して観測すべきであらう。

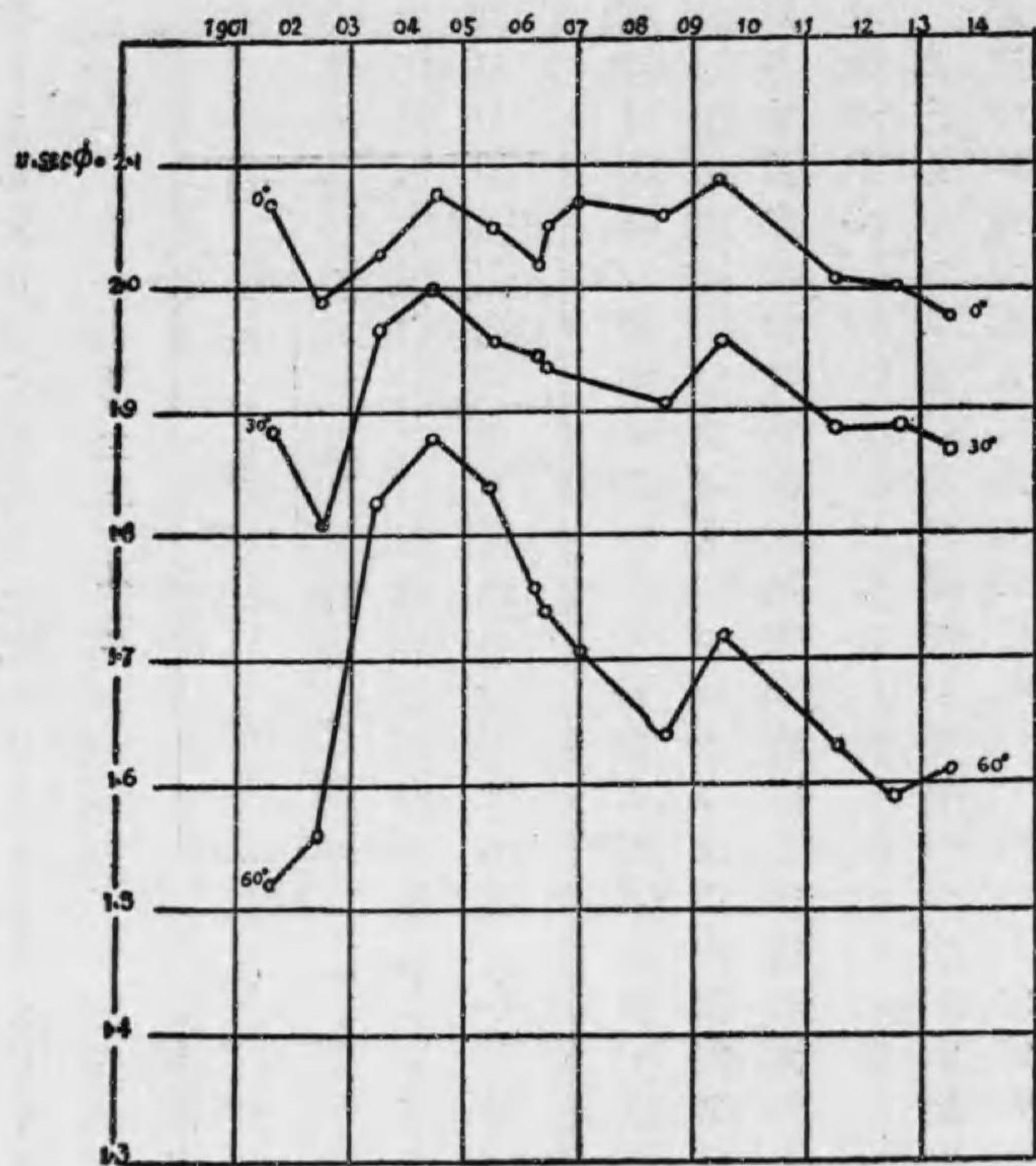
自轉速度の變化といふことも研究家の頭には直ぐ浮ぶ事柄である。<sup>(九八)</sup>ハームは既に一九〇七年エヂンバラに於ける一九〇一年乃至一九〇六年の観測に據り自轉速度の變化を指摘して居る。アダムスは之を器械の不完全に基く誤差に歸し變化の實在を否定してしまつたが、一九一三年<sup>(九九)</sup>ブラスケットは再び此問題を蒸し返へして左の如く前後の測定値(赤道)を比較し變化の疑を提起して居る。

アダムス	(1906-7)	2.055 秒/秒
同	(1908)	2.053
ブラスケット (1911)		2.015
デリュリアー (同)		1.971

其後ブラスケットがオッタウアで観測した結果やウィルソン山の観測は

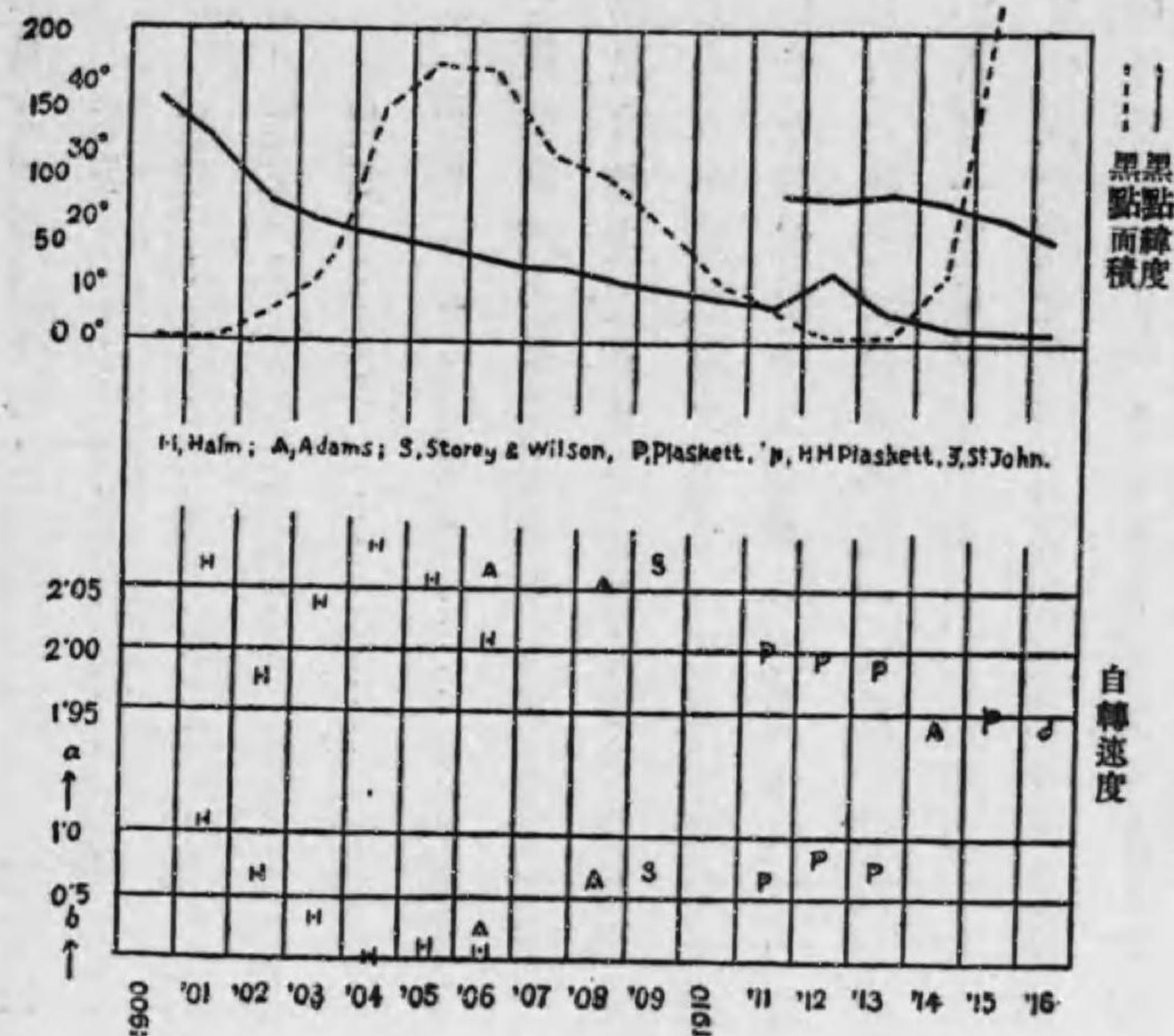
1912	2.00
1913	1.98
1914	—
1915	1.950
1915 (ウィルソン山)	1.949

で、<sup>(一〇〇)</sup>依然漸減の趨勢を示して居るのでブラスケットは一九〇六年から一五年迄實際に自轉速度が徐々に遅くなつたものと結論を下して居る。氏は更に進んで一九一五年の観測に於ては〇・一五秒の振幅を有する短週期變化をも認めたと稱して居るが此結果は俄かに受入れるわけにゆかない。「現象の變化」といふ事は「時」と「人」と「所」とに依り器械や四圍の状況に由因する見掛上のものであり得るものだから、同一器械を用ひ同一方法で永年行つた観測が黒點循環期に伴つた變化を示すか、或は「變化」に一定の規則立つた趨向が存せざる限り、寧ろ一個の疑として將來の吟味に残すべきである。尤も短期の變化といふことは非常な擾亂状態に在る



第八十五圖 太陽自轉速度の變化

れて極大となり、漸次減少して黒點數極小期を過ぎて極小となり、以後將に増加し、さうな傾向にある、之と同時に常數 $b$ が大なる程角速度勾配が大(きい)は黒點極大期の少し前に極小で黒點極小期の頃に極大に上つて居る。赤道速度の變化に就いては、ハームも之と同様な結果を得而かも高緯



第八十四圖 太陽自轉速度の變化

太陽大氣の中に於ては有り勝ちの事柄で變化無しとする方が甚だ不自然なのであるが、規律ある變化を示すや否やが問題なのである。  
 ニューウォルはデューネーからブラスケットに至る迄の觀測を統整し、赤道部(0度乃至40度)と隣極部(40乃至90度)の二部に分けてフアイエの式の常數 $a, b$ を求めた處が第八十四圖の如く黒點循環期に伴つて系統的の浮沈あることを發見した。即ち赤道の自轉速度は黒點數極小期の稍後に極小で、後次第に増大し、黒點數極大期より少し遅

度になる程次第に速度の變化が顯著になつて行くことを明瞭に示して居る。

第二十九表

年 號	Newall a	Halm 赤道
1887-89	U ....	2.09
1899-1901	U ....	2.03
1901.5	U 2.07	2.07
1.7	....	2.08
2.5	E 1.976	1.99
3.5	E 2.036	2.03
4.5	E 2.082	2.08
5.5	E 2.056	2.05
6.3	E 2.007	2.03
6.4	W ....	2.05
7.0	W 2.065	2.07
8.5	W 2.054	2.06
9.5	E 2.074	2.09
11.5	O 2.003	2.01
12.5	O 1.999	2.00
13.5	O 1.991	1.98

表中Uはウブサラ(デュネー)の観測、Eはエデンバラト(ハーム)、Wはウィルソン山(アダムス)、Oはオッタウア(ブラスケット父子)の観測を表はして居る。之等の結果は頗る重要なもので、黒點循環期の成因と密接な關係を有つて居るに相違あるまいと思はれる。

之迄述べた太陽自轉に關する事柄はつまり太陽大氣の一般大循環流の東西分速度の研究である。此上に南北の方向にも定常的の分速度が認められはせぬか

といふ疑は當然浮ぶことである。オツボルツェルの考へた如く兩極で上昇した太陽瓦斯が赤道方面にはけ出して行かねばならぬといふ理由で南北流の當然存在すべきものとするのは聊か獨斷の嫌あるも、前に述べたペロボルスキーの實驗にしろ、黒點帯に於ける上層瓦斯の下降氣流にしろ、南北流の存在に想到せしむる事實は決して少くないのである。ファイエは黒點の観測からして赤道に平行な運動は認めて居るが、極の方向には不規則な發作的運動を除きては永續的運動の存在せざることを主張して居る。カリントン<sup>(二〇三)</sup>は既に一八五三乃至一八六一年の観測で明かに南北動を認め、緯度二〇度以上では極の方に動く形跡の争はれぬこと、一〇乃至二〇度では南北動が極めて僅かであるが概して赤道の方に動くことを舉示して居る。又ダイソン<sup>(二〇四)</sup>及びマウンダー<sup>(二〇五)</sup>は一八七四乃至一九一一年の間に於て同一黒點の自轉期以上に互り出現した場合八六七回に就き黒點の緯度變化を調べた結果固有運動や其方向と出現緯度の間に確かな關係を認めることを得なかつたが、幾らか北方への動きが多く、又極の方へ動く場合の方が稍多い氣味であつた。著者が一九一五、一六、一七年約千五百回の運動に就いて調べた結果も



カリントンの結論と近いものであつたが緯度一五度以上(平均二〇度)の黒點に對しては運動に定まつた一般傾向が認められない。思ふに南北流は黒點最多帯を中心として、之に流れ込み若くは之より左右に流れ出す様なものであらうから、或る一地方に於ける流向は黒點域の移動に伴つて逆轉することがあり得るので、黒點循環期—太陽の季節—を季別にして調べなければならぬ。此點は恰も地球大氣の一般循環の調査に似た所がある。従つてダイソン等の如く長期間の材料を一括して調べたのでは卓越流向は現出しない。カリントンの調査は黒點數極小期の少し前から極大期の少し後迄を含み、可なり長い年數ではあるが大體に於て黒點數の曲線が上り坂にある季の状態を示し、著者の選んだ季間と同相に在る。似寄つた結論に達した理由は一部は此邊に在らうと思はれる。カリントンの調べで南部北部の区分は、大體に於て此期間の平均黒點帯が境界になつて居るが幾分赤道部の方に食ひ込んで居る。其爲か流向が兩域で逆行して居るが赤道域の方は明瞭を缺いて居る。著者の調べで南北區分の分界線は一五度の所で黒點帯の平均位置より赤道の方にずれて居るので、赤道域の黒點は黒點帯右側(赤道側)に

固有な運動を現はし、他區のは黒點帯左右兩側の流向が交々現はれて卓越流向を消殺して居るらしい。ダイソン等の調査は黒點最頻帯を基準とする流向を消殺したもので、該帯を通り越して極と赤道間に行はれる大仕掛な環流を示すものはあるまいかと思はれる。

著者の調査に據ると黒點が特別に著しい南北運動を示すときは其運動が極の方に向つて居ることが多い。之は黒點帯を越えて赤道から兩極の方に流れて行く遙か上層の氣流がカリントン等の發見した如き中層氣流に乗つて動いて居るところの黒點に對して及ぼす攪亂作用を表はして居るやうに思はれる。這の上層流はやはりダイソン等の見出した向極流其物と同じものだと考へられる。尙著者の調べに於て赤道部の黒點は赤道の方に動くものの方が崩壊し易いといふ結果を得て居るが、是は黒點渦渦に對する氣流の攪亂作用として説明することが出来るやう。尙グリニッチ天文臺の研究に據ると白斑も極の方に動きたがる傾があるといふことである。

上層の氣流に關しては、スロカム E. Bloema がヤークス天文臺で觀測した紅焰の

なびき方に據つて多少の推測を下すことが出来る。其研究では中緯度特に三〇度乃至三五度では極の方に流れる場合が多く、五〇度邊を界として其より高緯度(殊に六〇乃至六五度では赤道に向ふ場合が著しく多い。前記の低緯度中緯度に於ける上層流は這のソロカムの観測と調和して居る。ソロカムの観測で特に注目すべきは上記の如き流向が北半球に於て顯著であつて、又赤道に近い所では北半球では赤道に向つて吹き流れ、南半球では極に向つて吹いて居るので、つまり北から南に赤道を越えて吹き込んで居るのである。之は特に太陽大氣の上層に於ける運動を示すもので其儘黒點の運動と比較することは出来ない。

反對の旋向を有する雙黒點に關しヘール、ジョイ等の研究した所に據ると、其の連結線は赤道に對して少しく傾斜して居り、前頭に在る主黒點の方が赤道に近いといひ、バットラー Butler の研究に據るとカルシウム發光斑の延長線がやはり赤道に對し同様の傾斜を示して居り、先頭の方が速く成長し勝ちであるといひ、又ロイツ氏はH. 闇斑に關する研究で之と同様の傾向を認めて居るが、之等は何れも太陽大氣中に於ける南北流の作用として説明するのが至當と思はれる。主黒點が

多くの場合先に出來て前頭に在り、反對の廻旋をなす從黒點が赤道より餘計に距たつた所に後れて生ずるのは、基底の旋廻作用に依つて發達した渦卷が十分上方に延びたとき基底との連絡を斷たれ其下端が上面に曲り出るものだとするもの一つの考方であつて、主黒點の方が優勢であるといふことと其前進の顯著なることは上延の優れて居ることと、上層流の影響を餘分に受けて居る結果と見てもよい。さすれば前記の如き連結線の傾斜は上層に於ける氣流が赤道に向いて居ることを語るものと見られ、又カルシウム發光斑を前述の如く白斑の反影と見るならばバットラーの發見した傾斜は下層より立ち上る高熱瓦斯が白斑層の氣流に従つて棚引いて居るもので、やはり上層程赤道に向ふ氣流が著しいといふことを語り、カルシウム緬羊斑の形狀や成長が光源たる固定形の白斑の上をカルシウム層の流動する爲に起る、相だとなれば其流向はやはり赤道に向つて吹いて居るものとするのが這の延び様を説明するに都合がよい。かやうに考へることは前記ソロカムの結果と矛盾するかの如く考へられるけれども紅焰のなびき方で示される流向は恐らくカルシウム光斑の層よりも遙か外層に屬するもので、兩者の間

に流向の逆轉を見るのは敢て不合理とするに足らない。然し若し黒點渦の「根元」を上層に在るものとし、水平のロールの両端が下に曲り込んで雙黒點を形成するやうに考へるならば全く反對に上層が極の方に流れて居るものとせねば解釋が出来ない。兎に角之等の観測は南北流の存在を想はしむるものではあるが、之に據つて其方向迄も決定しようとするには諸形象の實體に關する吾人の智識が未だ餘りに貧弱なるを遺憾とする。

<sup>(二一〇)</sup> ミュードロン天文臺のデランドルはH<sub>2</sub>間織(高緯度に多し)の部に於てはH<sub>2</sub>瓦斯が概して上昇しつゝあり、中緯度の白斑帶(即ち黒點最多域)では下降しつゝあるといふ観測事實から前者は低壓部、後者は高壓部であつて、兩域の間に對流系を形成して居り、上層では一般氣壓が黒點帶から極の方に傾いて居るのであらうと論斷して居る。此結論はスロカムの結果と一致して居るやうであるが、やはり兩者が同一層位の現象を論じて居るものでないといふ點で、此一致點にあまり重きを置くことは出来ない。

<sup>(二二〇)</sup> ヘンロトウ氏は白斑が二〇度邊に於ては赤道に向ひ三〇度邊では極に向つて

流れる形跡を示せる實例を指摘し、白斑最多帶が二〇度と八〇度邊に在るといふ事や、スロカム、デランドルの観測と照合し「二〇度と八〇度邊で下降した氣流が六〇度邊と赤道とに向つて流れて行き、其所で上昇氣流となり、上に行つた後は復び水平流となつて前記の下降氣流を涵養する」といふやうな環流系を想定して居るが、デランドルがH<sub>2</sub>瓦斯の上昇及び下降から直ちに氣壓傾度を推定したのは如何にも亂暴であり、又ヘンロトウが白斑の層位を確實にせずして論じて居るのも物足りない。

<sup>(二二三)</sup> セントジョンは最上層の吸收線K<sub>2</sub>のカルシウム瓦斯が太陽全面に亘つて殆ど一定の速度で(約一籽秒)沈降しつゝあり、其下のK<sub>2</sub>瓦斯は普通の場所では約二籽秒の速さで上昇しつゝあることを波長の測定から見出して居るし、<sup>(二二四)</sup> エバーシエツド及びロイツ兩氏は種々の元素の線を観測して同様の結果を得、上層に至る程其速度が大きく、深い所に行くとき次第に減じて居るのを見出し、セントジョンの説に裏書して居る。尙エバーシエツドは太陽面各部の波長の測定から各部の瓦斯が一様に地球から反對の方に反撥されて居るやうな現象を呈して居るとして居るが

之に就いては幾多疑ふべき餘地があるので、更に後章相對原則に就いて述べる際に再論することにする。

要するに太陽大氣の一般循環系を研究するには今日我々の有する材料が甚だ貧弱で、前諸説の如く僅か數個の實例のみに依つて定常的の水平流を設定するのは甚だ無謀であり、又個々の流れの速度や層位を十分に究めずして全體を一つの環流系に收めてしまふのも早まつた考である。一般大循環系を作り上げるのは更に種々の緯度に互り、各層に於ける南北流の速度を定量的に檢測した後のこととでなければならぬ。著者は嘗てケンブリッヂに於てスペクトル線の偏移から緯度六五度に於ける反彩層瓦斯が赤道の方に約〇・三秒の速度で動いて居り、其運動が上層に至るほど著しいといふことを見出したが、更に澤山の材料に依り各緯度に就いて檢べた上でなければ確信を以て之を循環論に利用することは出来ぬ。又兩極に近い所のことは嘗てセント・ジョンがカルシウムのH及びK線の波長の測定から南北流の殆ど無いことを確めて居るが、其觀測法を吟味するに、之に據つて直ちに隣極部に於ける南北流の無きことを論斷することは出来ない。

ものと思ふ。

理論的に見ても南北流の存在は當然豫想される事柄である。第一東西流のある以上は摩擦の存在と東西流の不均等とは南北流を起さずには止むまい。更に太陽全體がエヂントン等の論ずる如く脈動を行ひ居るものとすれば當然の結果として南北流が生じなければならぬ。元來恆星は輻射に依つて失ふエネルギーと發生するエネルギーとが等しくなつて所謂輻射平衡の状態に達するまでは收縮若くは膨脹を續けて行き、斯様な平衡状態は何度も段階的に經過するものらしい。其状態に達する道程に於て何かの原因(例へば温度の不均等に伴ふ氣壓傾度の如き)で振動的變化が起り勝ちであるが未だ平衡状態の前後に振動を永續することはむづかしいから恐らく其れは一つの循環氣流系に轉ずるの外なく、而かも氣流は先づ子午線の方に生起する可能性が最も多からう(此論法に於ては東西流は南北流に自轉の影響が加はつて生じたものと見られる)。況やミルン等の理論的研究の結果によると温度の南北勾配の存在が證據立てられて居るのであるから、どうしても南北流の存在を否定することは出来ない。