

Chapter 12

The physical state of matter in the nebulae

§ 1. The conditions necessary for the appearance of forbidden lines.

P.N. (planetary nebula) のスペクトル中には非常に強い禁制線が観測される。この重大な事実を少し詳しく調べよう。禁制線を出している原子には、前述の O III (N, N₂) の他に、O I, O II, N II, S II がある。このうち、特に明かしたものを表に示す。

波長	遷移	原子	励起ポテンシャル
3726	$^4S_{3/2}^o - ^2D_{3/2}^o$	O II	3.31
3729	$^4S_{3/2}^o - ^2D_{5/2}^o$	O II	3.31
4363	$^1D_2 - ^1S_0$	O III	5.33
N ₂ 4959	$^3P_1 - ^1D_2$	O III	2.50
N ₁ 5007	$^3P_2 - ^1D_2$	O III	2.50
6583	$^3P_2 - ^1D_2$	N II	1.89

又例として次に O III 原子のエネルギー準位図を示す。

星雲のスペクトル中に禁制線が存在していることは、自己は何も不思議ではない。禁制線に対する遷移確率が 0 であるのは、唯近似計算に於ける場合である。実際には、非常に小さくはあっても 0 ではない。Einstein の自発遷移確率は、可視部の許容線に対しては、毎秒

10^8 程度である。禁制線に対しては、百万倍、十億倍、十兆倍である。例えば、N₁, N₂ 線の自発遷移確率は、それぞれ毎秒、0.018 と 0.006 である。

問題は、普通の恒星スペクトル中に観測される禁制線が、何故星雲スペクトル中に見られるかという点である。両者の条件の相異は、何故星雲中に禁制線が出現するかと確かめなければならない。

第一に云えることは、或る準位から、そこから低い準位へと、許容遷移と禁制遷移の両方が起り得る場合、前者の方が何百万倍も速く起るから、この場合禁制線は、大抵相対強度を有しないか、出ない。この禁制線は、上位準位から禁制遷移以外には、低い準位に移る一途、即ち、その準位の 準安定準位 meta-stable level である時に限り、かなり強く起る（出る）。

斯うな原子は、普通の励起準位には僅か 10^{-8} 秒程度は留るに過ぎない。準安定準位には、数秒又は、それ以上も留まる。（例えば、N₁, N₂ 線を出す 1D_2 準位に於ける O III 原子の平均寿命は、42 秒である！）。後述の準安定準位から禁制線が放出されるのは、原子は、この長い時間、外部からの打撃を受けず、こぼれ去るからである。そのために、

(1) 原子は自由電子と、その属する媒質との遭遇に依りて、(物質密度 ρ)。

その原子は、準安定準位から上方へ(第一種衝突)又は、禁制線を出す方に下方へ(第二種衝突)移りしめらるる。

(2) 原子は輻射の強い作用を受け、(輻射密度 I)。

その原子は、光子の吸収に依りて準安定準位から上方へ移らるる。

この様に、準安定準位における原子の長寿命は、物質と輻射の密度に依り、或る制限を必要とし、その結果として禁制線は現れる。恒星のスペクトル中には禁制線の見られ、この条件が星の気体中に満たされ、即ち、原子が準安定準位に入ると、星の気体中に多数存在する自由電子や光子の作用に依りて、或る方向に逸出する。従って禁制線の放出されることを意味する。逆に P.N. のスペクトル中には非常に強い禁制線が存在する。その中で、物質と輻射の密度の相対的に低いことを示す。次の節にこのことを量的に扱ってみよう。

§ 2. The accumulation of atoms in metastable states.

星雲内の条件は、準安定準位に入った原子が（自発遷移で落ちる程）の長い時間 留ることの出来るものである。非常に多くの原子が準安定準位に蓄積せしむる原因は、スペクトル線の強度は、初期準位にある原子数と、対称的自発遷移確率に比例する。準安定準位からの自発遷移確率は極端に小さい。即ち、禁制線の放射せしむる原子の準安定準位への蓄積せしむる理由は、この理論的取扱は、V. A. Amat, Katsumiyama の最初である。

簡単のため、二つの準位を持つ原子を考慮。定常状態では、各準位の原子数の増減は相等的。最初原子の励起は輻射的に行うと考へる。即ち、

$$\left. \begin{aligned} N_1 (B_{12} u_{12} + B_{13} u_{13}) &= N_2 A_{21} + N_3 A_{31} \\ N_1 B_{13} u_{13} + N_2 B_{23} u_{23} &= N_3 (A_{31} + A_{32}) \end{aligned} \right\} (1).$$

輻射は非常に稀薄である ($W \ll 1$) と考へ、ここでは、利軟遷移を無視し、(1) の N_3 を消去し、

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} u_{12} + (1-p) B_{13} u_{13}}{A_{21} + p B_{23} u_{23}} \quad (2)$$

但し、 $p = A_{31} / (A_{31} + A_{32})$.

である。ここで (11.2. 9-11) 式を用ゐると、

$$\frac{N_2}{N_1} = W \frac{A_{21} (g_2/g_1) \bar{u}_{12} + (1-p) A_{31} (g_3/g_1) \bar{u}_{13}}{A_{21} + p A_{32} (g_3/g_2) W \bar{u}_{23}} \quad (3).$$

(A) 第一準位の準安定である時、

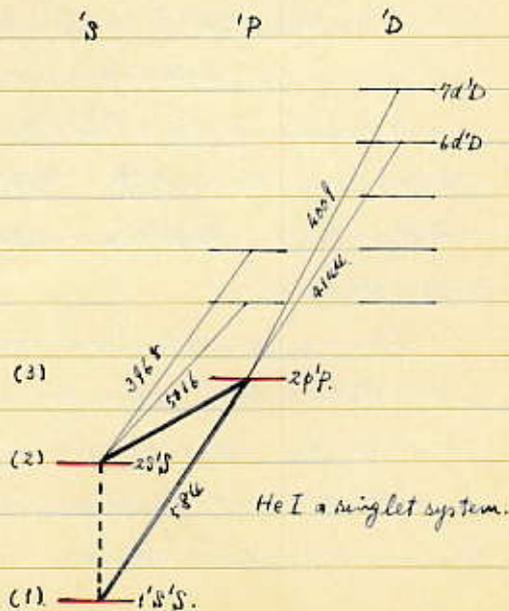
この場合、 $A_{21} \ll A_{31}, A_{32}$ であるから、

(3) 式の分子第1項は第2項に比べて無視出来る。斯うな場合の二つの項は、稀薄の程度に互に何かか大さくなるから、二つの可視な場合を合せて考へる。

(A. I) $W \ll A_{21}/A_{32}$

分母の第2項が省略出来て (3) 式は、

$$\frac{N_2}{N_1} = W (1-p) \frac{A_{31}}{A_{21}} \frac{g_3}{g_1} \bar{u}_{13} \quad (4).$$



(A II) $\pi \gg A_{21}/A_{32}$ の時.

(3)式分母の第1項は省略する.

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{u_{13}}{u_{23}} \approx \frac{g_2}{g_1} u_{12} \quad (5)$$

次に比較のため

(B) 第2準位の準安定な時.

この場合 ($2 \rightarrow 1$) 遷移は許容であり, 許容遷移に対する A_{21} は A_{21}^0 と書かれ:

$A_{21}^0 \approx A_{31}, A_{32}$ とおさす (3)式より

$$\frac{N_2^0}{N_1} = \pi \frac{g_2}{g_1} u_{12} + \pi(1-p) \frac{A_{31}}{A_{21}^0} \frac{g_3}{g_1} u_{13} \quad (6)$$

が得られる. 明らかに右辺の二つの項は同程度の大きさである.

(4) (6)を比較すれば準安定準位での比 N_2/N_1 は普通の励起準位での比 N_2^0/N_1 に比べて A_{21}^0/A_{21} 倍だけ大きくなる. 即ち $N_2/N_2^0 \approx A_{21}^0/A_{21}$ である. 従ってこの場合 (A II) $N_2 A_{21} \approx N_2^0 A_{21}^0$ で禁制線の強度は許容線と同程度に在る.

(A II) の場合 N_2/N_1 の比は近似的に Balmer 線の式に $\sim \pi$ 通り, (5), (6) の比較より判別する. 普通の励起準位に対する比 N_2^0/N_1 の $1/\pi$ 倍大きい. 従ってこの場合には準安定準位の蓄積が起る. 100.

$$N_2 A_{21} \approx N_1 \frac{g_2}{g_1} u_{12} A_{21} \approx N_2^0 \frac{A_{21}^0}{\pi} \ll N_2^0 A_{21}^0$$

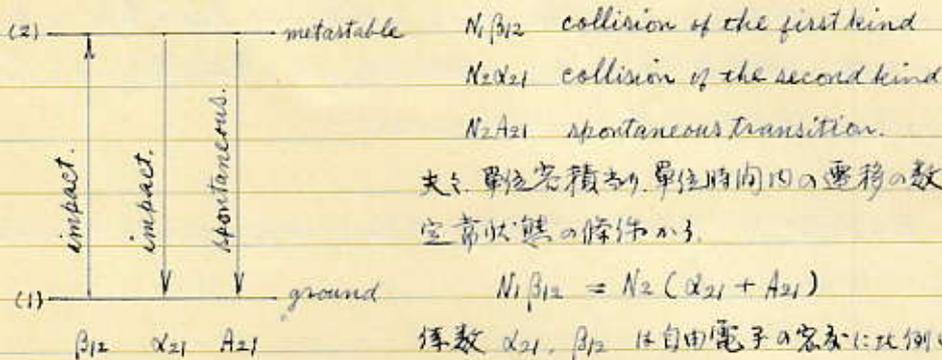
である. この場合禁制線の強度が許容線に比べて小さいことを意味している.

(A I), (A II) の物理的意味は次の通りである. (3)式分母第1項は禁制遷移 ($2 \rightarrow 1$) に対応し, 第2項は準安定準位から上方への遷移 ($2 \rightarrow 3$) に対応する. (A I) の場合は ($2 \rightarrow 1$) 遷移が優勢で禁制線の散り強くなる. (A II) の場合は輻射の稀釈が不十分で輻射散りの比較的大きな ($2 \rightarrow 3$) 遷移が優勢となり, 禁制線は微細である.

P.N. では π は非常に小さく, $\pi \sim 10^{-13}$ 程度であるから, 殆ど凡そ準安定準位は (A I) の条件を満たす. 唯一の例外は He の 2^3S 準位で, これは相対長寿命従って A_{21} を持つために (A I) が満たされない.

他方半星の小さな envelope (Wolf-Rayet 星, Be 型星) では強いの準安定準位は (A II) の条件に対応する.

原子の第一の励起機構 即ち、自由電子との衝突に依り原子が励起される場合を考へる。→ 1 の準位を持つ原子を考へる。



夫れ、単位容積内、単位時間内の遷移の数と同一の定常状態の條件から、

$$N_1 \beta_{12} = N_2 (\alpha_{21} + A_{21}) \quad (7)$$

係数 α_{21} , β_{12} は自由電子の密度に比例し、その速度分布に同様の。各電子は電離と再結合の間に他の電子と無数の衝突を繰返すから自由電子は Maxwell の速度分布を以て考へる。この場合、 α_{21} , β_{12} の間には Einstein 係数と同様の関係。

$$\beta_{12} = \alpha_{21} \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu_{12}/kT_e} \quad (8)$$

が成立する。→ T_e は電子の運動温度である。

(証明) 熱力学的平衡状態を考へる。この時、 $N_1 \beta_{12} = N_2 \alpha_{21}$ 、 $\frac{N_2}{N_1} = \left(\frac{g_2}{g_1}\right) e^{-h\nu_{12}/kT_e}$

両式から (8) 式が得られる。この式は、電子の Maxwell 分布を以て、熱力学平衡で成立する。

(7), (8) から、

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\alpha_{21}}{A_{21} + \alpha_{21}} \cdot \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu_{12}/kT_e} \quad (9)$$

ここで右辺分母の A_{21} と α_{21} との大小の比較に於て、二つの場合を分け考へる。

(I) $\alpha_{21} \gg A_{21}$

この場合 (9) 式は Boltzmann の式に等しい。この不等式は、利転遷移の自発遷移の優勢であることを意味し、従って、この場合には 禁制線は微かであるか、又は全く見えない。

(II) $\alpha_{21} \ll A_{21}$

この場合には、第一種衝突で、基底準位から準安定準位に励起される原子の大部分は、自発的に戻り、禁制線の量子を放出する。このため、その行なう衝突の十分多ければ、禁制線は非常に強く出る。

後で判明に、P.N. の物質密度は極端に小さく、 $N_e \sim 10^4$ 程度でのみ (ii) の不等式が成立し、また種衝突が稀に起こり、禁制線は“妨げ”されることがある。他の一種衝突は、かなり多数の原子を基底準位から準安定準位へと励起する。この二種の衝突数の差は、原子の励起準位では、(準安定準位でさえ) 基底準位での僅かに長時間は、留れられることがある。

この節の結論として、禁制線と許容線とに敵対強度に釣り合うには、二つの条件

$$(1). \quad \tau \ll A_{21} / A_{21}^0$$

$$(2). \quad \alpha_{21} \ll A_{21}$$

が満たされるべきである。これは、輻射及物質の密度の存在上限を決定するものである。原子の励起機構が何であらうと、この二条件が成り立つ限りは、必ずしも成り立つのである。

§ 2'. Anomalous intensity of the absorption lines.

大気の大気が大い時は、輝線は出まるといふが、吸収線は異常に起る (O. Struve & K. Wurm: Ap. J., 28, 84, 1938).

輻射は近似的に Wien の式

$$B_\nu(\mathcal{I}) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/k\mathcal{I}} \quad (1)$$

を用いる。dilution factor を \mathcal{W} とすれば、入射強度は、稀釈強度

$$J_\nu = \mathcal{W} \cdot B_\nu(\mathcal{I}) \quad (2)$$

簡単のため、ここでは Russell の 3 準位原子を考へる。各準位の統計的荷重

(3) と有線する。遷移確率の間には、

$$B_{nm} = B_{mn} \quad (3)$$

$$A_{mn} = \frac{2h\nu_{mn}^3}{c^2} B_{mn}$$

の間接がある。(2) 準位、(3) 準位の平衡から、

$$\left. \begin{aligned} (1) \quad N_2 (A_{21} + B_{23} J_{23}) &= N_1 B_{12} J_{12} + N_3 A_{32} \\ N_3 (A_{31} + A_{32}) &= N_1 B_{13} J_{13} + N_2 B_{23} J_{23} \end{aligned} \right\} (4)$$

輻射の強さ稀釈強度 \mathcal{I} を考へ、(2) は刺激放射を有線する。ここで現れる $B_{nm} J_{nm}$ は、(1), (2), (3) 式を用いて表すことができる。

$$B_{nm} J_{nm} = A_{nm} \cdot \mathcal{W} \cdot e^{-h\nu_{nm}/k\mathcal{I}} \quad (5)$$

から、これを (4) の N_3 と消去する。

$$\frac{N_2}{N_1} = \mathcal{W} e^{-h\nu_{21}/k\mathcal{I}} \left\{ \frac{A_{31} e^{-h\nu_{32}/k\mathcal{I}} + A_{32} (A_{31} + A_{32})}{A_{31} e^{-h\nu_{32}/k\mathcal{I}} \cdot \mathcal{W} + \frac{A_{21}}{A_{32}} (A_{31} + A_{32})} \right\} \quad (6)$$

各準位の N_3 と有線すれば

$$\frac{N_3}{N_1} = \mathcal{W} e^{-h\nu_{31}/k\mathcal{I}} \left\{ \frac{A_{31} (A_{21} + A_{32}) e^{-h\nu_{32}/k\mathcal{I}} \cdot \mathcal{W} + A_{21} A_{32} \cdot \mathcal{W}}{A_{31} (A_{21} + A_{32}) e^{-h\nu_{32}/k\mathcal{I}} \cdot \mathcal{W} + A_{21} A_{32}} \right\} \quad (7)$$

(i). 大気が稀く熱力学的平衡の場合.

この時 $W \sim 1$ なる (6), (7) は明かす:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-h\nu_{21}/kT}, \quad \frac{N_3}{N_1} = e^{-h\nu_{31}/kT} \quad (8)$$

(4) Balfour の関係が得られる。

(ii). level (3) or ground level (1) に直接結ぶつかない場合.

この時 $A_{31} \sim 0$ なる (6), (7) は.

$$\frac{N_2}{N_1} = W \cdot e^{-h\nu_{21}/kT} \quad (9)$$

$$\frac{N_3}{N_1} = W^2 \cdot e^{-h\nu_{31}/kT} \quad (10)$$

従って大気の稀さ W の大きい星では (i) の場

合に比較して N_2 は W に、 N_3 は W^2 に比例

して小さくなる。故に ground level からの吸収

線 (resonance line) に比べて level (2), (3)

からの subordinate 吸収線は弱くなる。右図の

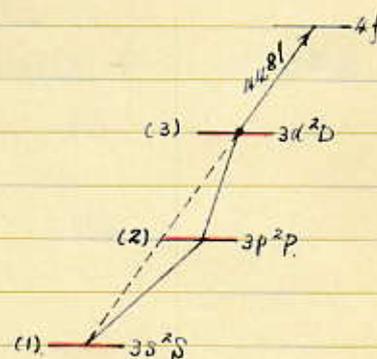
Mg II $\lambda 4481$ はこの例である。この吸収線は、少し稀な大気でも弱く吸収されるか

ら認められる。Nova Hercules 1934 では爆発の生じたガス殻が稀な大気の中に

入ると $\lambda 4481$ は他の線より急激に消失していった。又、Si II $\lambda 4128, 4131$ は level

(2) からの吸収線に相当する。これも急激に消失している。それに反して Fe, Ni の

ground level, metastable level からの吸収線はすなわち後述を認める。



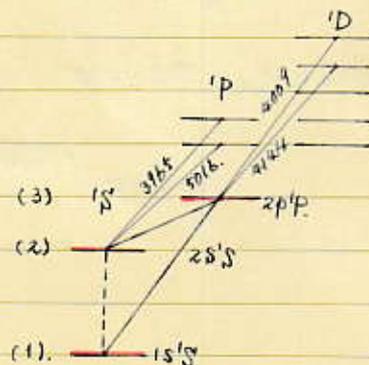
Mg II doublet.

(iii). level (2) or metastable level の場合.

この時 $A_{21} \sim 0$ なる (6), (7) は.

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-h\nu_{21}/kT} \quad (11)$$

$$\frac{N_3}{N_1} = W \cdot e^{-h\nu_{31}/kT} \quad (12)$$

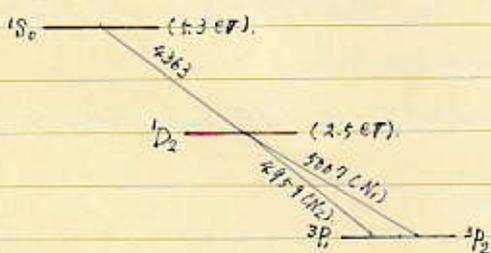


He I singlet.

即ち ground state (1) と結成する level (2) の N_2 は (1) の場合と比較して IV の弱放射に及ばず ground state (1) と結成する level (2) は依然 Boltzmann の関係が成立している。

level (2) は metastable であるが、ground state (1) にある原子がそれへ上る時には一旦輻射を吸収して level (3) まで上りなければならない。従って level (2) から ground level (1) へ戻る時にも 矢張り一度輻射を吸収して level (3) を経由しなければならない。この時に level (2) へ出入りするその遷移は J に比例する。大気中の IV の割合は N_2 は変化する。つまり dilution effect で、地の level の停留数が増える時でも metastable level の停留数は依然多い。従って metastable level から放射する吸収線は、稀薄な大気中では (弱放射に) 強く現れる。He I $\lambda 5016, 3965$ などはこの例である。

§ 3. The determination of the temperatures of the nuclei = nebulae.



O III 1S の準安定準位が電子衝突によって励起されることから、星雲の電子温度を容易に決めることが出来る。

禁制線

$1D_2 - 1S_0$	4363
$3P_2 - 1D_2$	5007 (N ₁)
$3P_1 - 1D_2$	4959 (N ₂)
0	2.5 5.3 eV

O III 1S に H, N₁, N₂ を禁制準安定準位 $1D_2$ まで励起し、上方に準安定準位 $1S_0$ を降らせ、この $1D_2$ 準位の遷移による禁制線 4363 Å を放射する。この準位の励起はオージェ効果、夫々 2.5, 5.3 eV である。明らかに、星雲の電子温度が高ければ、 $1S_0$ 準位の滞在数は、 $1D_2$ 準位に比べて大いである。従って、4363 Å 線は N₁, N₂ 線に比べて強くなる。従って、4363 Å 線と N₁ + N₂ 線との相対強度を観測すれば、星雲の電子温度を推定することが出来る。

今、一つの正常準位 ($3P : 1$) と二つの準安定準位 ($1D_2 : 2, 1S_0 : 3$) による O III 原子の数を N_1, N_2, N_3 と書く。星雲の場合、第二種衝突による励起準位からの下降遷移は自発遷移に比べて無視出来るから、定常状態の条件は、

$$\left. \begin{aligned} N_1 \beta_{12} + N_3 A_{32} &= N_2 A_{21} \\ N_1 \beta_{13} &= N_3 (A_{31} + A_{32}) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

を得る。O III 1S では、(3 → 1) 遷移は (3 → 2) 禁制遷移より厳しく禁制、即ち $A_{31} \ll A_{32}$ である。従って上式は、

$$\frac{N_2 A_{21}}{N_3 A_{32}} = 1 + \frac{\beta_{12}}{\beta_{13}}$$

を得る。この $N_1 + N_2$ と 4363 Å 線の強度比 E_{21} は、

$$\frac{E_{21}}{E_{32}} = \frac{h \nu_{12} N_2 A_{21}}{h \nu_{32} N_3 A_{32}} = \frac{\nu_{12}}{\nu_{32}} \left(1 + \frac{\beta_{12}}{\beta_{13}} \right) \quad (2)$$

を得る。今、第一種、第二種、衝突の確率係数の間の関係式 (2.2), を用いると、

$$\frac{E_{21}}{E_{32}} = \frac{\nu_{12}}{\nu_{32}} \left(1 + \frac{g_2}{g_3} \frac{\alpha_{21}}{\alpha_{31}} e^{-h\nu_{21}/kT_e} \right) \quad (3)$$

(3) 式は(2)式に比べ、 E_{21}/E_{32} の電子温度 T_e への依存性が強くなる。何故か？ (第2種衝突は、第1種衝突と異なり、電子にほとんど有効な α_2) 係数 α_{21} , α_{31} の値は T_e に関係ないからである。

そこで $\alpha_{21}/\alpha_{31} \sim 1$ と考慮しよう。又、 $g_2/g_3 = 5$ であるから、近似的に(3)式の代わりに

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{2+3}} = 4.5 e \frac{33,000/T_e}{1} \quad (4)$$

が得られ、 $E_{N_1+N_2}/E_{2+3}$ の観測から星雲の電子温度 T_e が求むれる。P.N. 2210¹ 中で N_1+N_2 と 4363\AA の強度比は、星雲に依るが、利用される(4)式で、 T_e は約 10^4 程度である。結果の T_e は星雲に依る程度である。D.H. Menzel の測定によると、強度の P.N. の電子温度は $6,000 \sim 10,000$ 程度である。

星雲の電子温度の求むる一つの決定法は、自由電子の energy 平衡の考慮にあるのである。(V.V. Sobolev)。光電離で電子は、或る運動エネルギーを得る。このエネルギーの中、相当部分は、衝突による原子の励起に消費される。残りは、再結合や自由遷移による連続スペクトル中の放射に変換される。星雲は定常状態にある。電子がその運動エネルギーは、一定に保たれる。即ち、電子は獲得したエネルギーは、それと等しいエネルギーに等しく失われるからである。この条件から、電子がその温度が決る。(電子の O III 原子、水素原子との衝突を考慮し) 温度の上限は、多くの場合、 $9,000 \sim 14,000$ 程度が得られる。

このように星雲の電子温度は、中心星の強放射線に依る。電子がその冷却は、低い励起状態の原子の単位を持つ原子(特に O III 原子)との衝突に因るのである。特定の“恒温器”として作用し、星雲の電子温度を調節するのは、O III 原子の原子である。

§ 4. The intensities of the Balmer lines.

星雲中の準安定な \$n\$ 層の起状態に在る原子数を求める (2.6) 式は、唯、近似的なものである。何故乎、それを導くのに、唯 \$n\$ のエネルギー準位だけを持つ単純化した原子を考えたからである。しかしながら、星雲中の条件は非常に簡単で、実際の原子に在る \$n\$ 層の起準位の原子数を容易に計算することができる。計算の容易な理由は、星雲中の副線系列線輻射に対して完全に透明であるからである。この \$n\$ 層の起準位の存在数は、全く、再結合 (または低エネルギー準位の場合には衝突) 及びそれに続く準位から準位への電子の cascade 遷移によるだけである。

副線系列線輻射に対して星雲が透明であるから、星雲中の \$n\$ の準位の放射のエネルギー量の決定が容易になる。計算した線強度と、観測との比較は、理論のテストとなる。

すなわち、水素原子の \$n\$ 層の起準位の存在数を計算し、これによる、特に Balmer 系列各線の相対強度 (いわゆる Balmer decrement) を決めることができる。

吾々は、星雲の水素スペクトル中の再結合に由来するものを既に知っている。まず、再結合の数と示す表わす \$n\$ の値は \$n\$ である。明らかに、この数は、イオン (即ち \$H^+\$) と自由電子の密度 \$N_p, N_e\$ に比例し、自由電子の温度 \$T_e\$ に関係する。従って、第 \$i\$ 準位への再結合の数は、\$N_e N_p C_{if}(T_e)\$ となる。係数 \$C_{if}(T_e)\$ は、() 式より計算される。この際、\$c^3 h \nu / 4\pi h \nu^3\$ (別線放射) と見做し、\$(\beta r) k\$ の値は (8.4.20) から、\$k \nu\$ の表示を (8.3.1) から得る。水素に対して \$\alpha=1\$、すなわち \$g' \sim 1\$ である。最後の結果、

$$C_{if}(T_e) = \frac{2^9 \pi^5}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^{10}}{m^2 c^3 h^3} \left(\frac{m}{k T_e} \right)^{3/2} \frac{1}{i^3} e^{k_i/k T_e} E_i \left(\frac{X_i}{k T_e} \right) \quad (1)$$

ここで \$X_i\$ は、\$i\$ 状態からの電離ポテンシャルである。

\$n\$ 層の起準位の存在数の計算は、定常状態の条件から得られる。水素の \$i\$ 準位に対して定常状態は、

$$N_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} = N_e N_p C_{if}(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} N_k A_{ki} + N_i B_{ii} U_i \quad (2)$$

(\$i=2, 3, 4, \dots\$)

ここで、星雲の放射は Lyman 系列線の量子は、特に星雲中で再吸収されることを既に知っている。従って、\$(i \rightarrow 1)\$ 遷移数は、殆ど \$(1 \rightarrow i)\$ 遷移数に等しい。即ち、

$$N_i A_{i1} = N_i B_{ii} U_i \quad (3)$$

従って (2) の代りに、

$$N_i \sum_{k=2}^{i-1} A_{ik} = N_e N_p C_{if}(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} N_k A_{ki} \quad (4)$$

この式には、吾々 $N_k = N_e / N_p$ とし、数に対する線形連立方程式とす。
この連立式の解は水素の(第3以上の)E和イオン位の存在数を決める。

若し、 N_k の数や判別は、輝線の相対強度を求めたが容易である。星雲の
($k \rightarrow i$)遷移に対する線に放射のE和イオン位。

$$E_{ki} = A_{ki} h \nu_{ki} \int N_k dV \quad (5)$$

ここで積分は星雲の全体積にわたる。また、 $N_k = Z_k N_e N_p$ とし、若し星雲中
電子温度が一定であると、数 Z_k は積分記号の外に出せる。

$$E_{ki} = Z_k A_{ki} h \nu_{ki} \int N_e N_p dV \quad (6)$$

を得る。また、 T_e に対しては、この式は高電位数を除いた線強度と一致する。特に、
 $i=2$ である時は、これは Balmer decrement を定める。

連立式(4)は、近似的に G. G. Gillie による解を用いて、最初の12式の式($i=$
3, 4, ..., 12)を用いて、残りを見捨てる。各々種の T_e の値に対して得た $10^{20} Z_k$
の値を表の形である。

$10^{20} Z_k$ の値。

$k \backslash T_e$	$5,000^\circ$	$10,000^\circ$	$20,000^\circ$
3	0.41	0.23	0.13
4	0.59	0.33	0.17
5	0.89	0.48	0.24
6	1.29	0.68	0.34
7	1.78	0.92	0.45

連立式(4)のこの精度を解く

D. H. Menzel と J. G. Baker による得る
は、彼等の表には h_i 量と一致する
が、これは()式と類似の関係で
定義され:

$$N_i = h_i N_e N_p \frac{h^3 i^2}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} e^{X_i/kT_e}$$

即ち、星雲中の $N_i/N_e N_p$ 値の一端が T_e
の熱力学的平衡状態(Saha式)にわたる値との相異を表わす因子である。 h_i の値
は i に対して 1 に近く、 $i \rightarrow \infty$ (高電位) である予想である、 $h_i \rightarrow 1$ である。低電位
に対しては Menzel, Baker の結果は Gillie によるものと一致する。

上の表の Z_k の値を用いて計算した Balmer decrement は、次の表の形
である。このから、Balmer decrement が電子温度にほぼ比例する、実際のところ
と見做せることができる。

理論と観測との間に、最初の相違があらわさる。観測の Balmer decrement は、理論値よりも、星雲に於いて著しく違う。1941. の
 南半球、その後、銀河系内の若い星雲の吸収が説明された。それによって、
 遠方の天体は赤味がかかり、そのため、観測される線強度比 $H\alpha/H\beta$ が實際
 より大に現れるのである。G. A. Shain は、最初、この説明の可能性
 を指摘し、Balmer decrement と星雲の銀緯との相関を考察した。
 後に、Balmer decrement と星雲の距離との相関が発見された。

銀河内の若い星の吸収

Te	5000°	10,000°	20,000°	Observed
H α	2.70	2.78	2.88	2.77
H β	1.00	1.00	1.00	1.00
H γ	0.51	0.50	0.48	0.50
H δ	0.30	0.29	0.27	0.26
H ϵ	0.19	0.18	0.17	0.18

を考慮すれば、Balmer
 decrement は理論値
 と非常によく合致している判
 断。この表の最後の列
 は、17 星雲についての平
 均の若い星の吸収を考慮した
 ものである。

また観測される Balmer continuum と H β line との量子の数の比
 は、よく知られた理論値、 $N_e N^+ C_{\beta}(Te) / N_e A_{\beta 2}$ と、line 強度比の場合と同じ
 形に、(即ち、観測比 < 理論比) であることに注意せねばならない。この場合も、
 理論、実際の吸収の効果を早にしている。1941. 年、今日まで観測 data
 はそれほど信頼できず、特に、少くとも幾つかの若い星雲には、可視領
 域に亘る原因不明の連続スペクトル*が存在し、問題は複雑である。

* A. Ya. Lipper, L. Spitzer and J. L. Greenstein は、若い星雲の
 星雲の連続スペクトルの起源を説明する機構を提唱している。水素原子の
 (2s → 1s) transition には two photon emission がある。計算によれば、
 1s 第 2 励起状態の level に捕獲された電子のうち、約 32%
 が (2s → 1s) transition を誘発する。(他は、衝突が重要である)。
 上の人々は、two photon emission の振動数分布を計算し、スペクトル
 の可視領域に於ける強度の増加を説明しようとして見出している。two photon
 emission の強度は、その大部分、free-bound, free-free による
 ものと匹敵する。

§ 5. Ionization in the Nebulae.

nebula 内の excitation を見出しから、次に ionization degree を決める。それは、ionization と recombination との間の平衡条件を用いて行われる。この場合、ionization の中心星からの輻射を以て起ると考え、星雲自体の稀薄な輻射は、後に考慮される。

1 cm^3 1 sec 内に起る ionization の数を求めたい。星雲内の ionization は、ground state から起ると考えよう。この時、 1 cm^3 中、ground state にある原子の数を n_1 、原子吸収係数を $k_{1\nu}$ と書けば、電離の数は

$$n_1 \int_{\nu_0}^{\infty} k_{1\nu} \frac{c \rho_{\nu}}{h\nu} d\nu$$

但し、 ν_0 は ionization frequency ($h\nu_0 = \chi_0$ ionization potential).

ρ_{ν} は、星雲中の radiation density ($\rho_{\nu} = \pi j_{\nu}^*$).

recombination は、 n 中の state i へ起ると、総数は

$$n_e n_+ \sum_i C_{if}(\text{He}).$$

定常的に両者は等しくなりなければならない。

$$n_1 \pi \int_{\nu_0}^{\infty} k_{1\nu} \frac{c \rho_{\nu}^*}{h\nu} d\nu = n_e n_+ \sum_i C_{if}(\text{He}). \quad (1)$$

これは、実質的に、星雲に對する ionization formula であるが、係数 $k_{1\nu}$ 、

$C_{if}(\text{He})$ などは、存在する関係を利用して簡単に求まる。詳細は、chapter

の速く見よ。この場合、主要概念を以て思い起す。

(1) の関係を導くにあつて、熱力学の平衡状態を考へると、detailed balancing が成立つ。特に、 $(\nu, \nu + d\nu)$ 電子を吸収して i state から電離する数は、逆を $(\nu, \nu + d\nu)$ 、但し

$$h\nu = \frac{1}{2} m v^2 + \chi_i$$

自由電子の i state へ捕獲する数は、等しくなり得る。速度 $(\nu, \nu + d\nu)$ を持つ自由電子の 1 cm^3 中の数は $n_e f(v) dv$ と書ける。これは、自由電子の ion による i state へ捕獲する数 (per $\text{cm}^3 \cdot \text{sec}$) を $n_e n_+ \beta_i(v) v f(v) dv$ と書ける。上と同じ。

$$n_e n_+ \beta_i(v) v f(v) dv = k_{iv} n_e k_{iv} (1 - e^{-h\nu/kT_e}) I_{\nu} dv / e^{\nu} \quad (2)$$

但し、 $1 - e^{-h\nu/kT_e}$ a factor は、negative absorption を考慮したものである。
 (2) より、熱平衡の平衡では、速度分布 $f(v)$ は、Maxwell 分布、輻射強度 I_{ν} は、Planck 分布、吸収係数の分布は、Boltzmann, Saha 分布で決まる。この関係は (2) に用いる。

$$\beta_i(v) = \frac{h^2 v^2}{c^2 m^2 v^2} \frac{g_i}{g_+} k_{iv} \quad (3)$$

但し、 g_i, g_+ は、 i state の統計的 weight、 g_+ は、基底状態の ground state の統計的 weight である。この $\beta_i(v)$ と k_{iv} は、同一の値である。熱平衡の仮定から導かれる、常に成り立つ。

例えば、 i state の recombination rate $C_i(T_e)$ は、

$$C_i(T_e) = \int_0^{\infty} \beta_i(v) v f(v) dv \quad (4)$$

∴ $f(v)$ は、自由電子の Maxwell 速度分布

$$f(v) = \frac{4\pi m^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} e^{-mv^2/2kT_e} v^2 \quad (5)$$

したがって得られる $C_i(T_e)$ の値を (1) に代入し計算すれば、所望の値を得る。この前:

(1) 式を次の形に変形する:

$$\chi n_+ \int_0^{\infty} k_{iv} \frac{C_i v^*}{h\nu} dv = n_e n_+ C_i(T_e) \quad (6)$$

但し、 χ は、ground state へ捕獲される割合である。(3)(4) を (6) に代入し、

$$\chi n_+ \int_0^{\infty} k_{iv} \frac{v^2 dv}{e^{h\nu/kT_e} - 1} = \frac{g_i n_e n_+}{g_+} \frac{mh^3}{2(2\pi m k T_e)^{3/2}} \int_0^{\infty} k_{iv} v^2 e^{-mv^2/2kT_e} v dv \quad (7)$$

この式に現れる 2 つの積分は、 $k_{iv} \sim 1/v^2$ である。容易に積分できる。実際、hydrogen-like ion については、 $k_{iv} \sim 1/v^3$ である(他の原子についても、 k_{iv} が v への依存性は完全に知られている)。したがって、仮定は、何れ

非常に僅かである: $h\nu \sim 1/2$ であるらしい。すなわち、

$$\frac{N^+}{N_1} Ne = \frac{g^+}{g_1} \times W \sqrt{\frac{I_e}{I_*}} \frac{2(\pi m k I_*)^{3/2}}{h^3} \log(1 - e^{-h\nu_0/kT_*})^{-1} \quad (8)$$

を得る。又、 $\sqrt{I_e/I_*}$ の因子は殆ど 1 に等しく、又、 $h\nu_0 \gg kT_*$ であるから、注意すれば、(8) 式は、更に簡単に、星雲に於ける ionization formula となる。

$$\frac{N^+}{N_1} Ne = W \frac{(\pi m k I_*)^{3/2} 2g^+}{h^3 g_1} e^{-h\nu_0/kT_*} \quad (9)$$

これは、著者の Baha の式 (7) の右辺に、 W の掛り、 $h\nu_0/kT_*$ の乗りにある。この factor W は、星雲に於ける非常に小さい ($W \approx 10^{-13}$)。これは、この case の電離率 N^+/N_1 の小さいという意味でである。現実には、dilution factor W の大いす。自由電子の密度 Ne の大いすに釣り合っている星雲中の電離率は非常に大きい。

最後に云ふ。上述の式 (9) は、考えられている原子の principal series limit を越えて、星雲の optical depth が 1 より大きい時に成り立つ。すなわち、これは、星の輻射の吸収と、第 1 state への再結合と生ずる星雲の稀薄な輻射の存在を考慮して成り立つ。すなわち、後述の如く、星雲中の稀薄な輻射は、極く僅かな影響を及ぼすに過ぎない。従って、星から直接くる輻射の稀薄さだけを考慮すれば十分である。この case、(9) 式の右辺に factor $e^{-\tau}$ を導入すればよい。これは附きのである。 τ は、principal series limit を越えて、核星からの optical distance z 、或は平均吸収係数に對して、すなわち (9) の代りに、

$$\frac{N^+}{N_1} Ne = W \frac{(\pi m k I_*)^{3/2}}{h^3} e^{-h\nu_0/kT_*} e^{-\tau} \quad (10)$$

を得る。

$\tau < 1$ に對して、電離率 $N^+/N_1 \gg 1$ である (8)。すなわち、 $\tau \sim 1$ である。電離率は急激に減少し、その結果、中性原子の割合が増加して τ は急激に増大する。従って、 $\tau < 1$ から $\tau \gg 1$ の推移、従って、 $N^+/N_1 \gg 1$ から $N^+/N_1 \ll 1$ の推移は、非常に急激で、比較的短い幾何学的距離で

起。この星雲は、与えられた種類の原子や ion に関して。(例として H に関して)、星雲は 2 つの region に分割される:

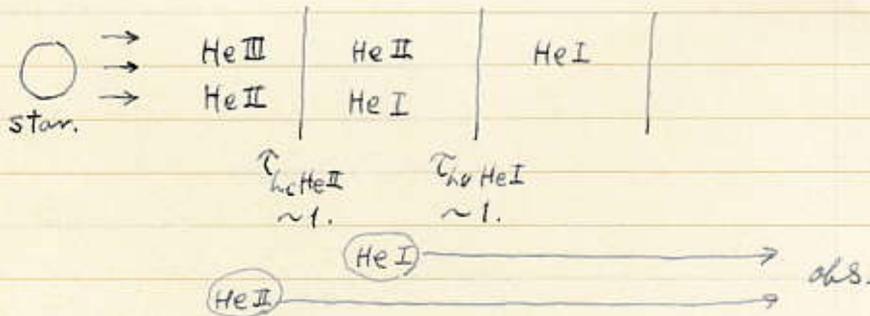
電離度が (1) の領域内部 (H II region).

電離度が 0 の領域外部 (H I region).

第 1 の region は、与えられた原子の line に輻射する。第 2 の region は弱輻射する。これらの regions の境界は、その原子の principal series limit を越える核星からの optical distance n^2 の程度にある。

例えば、上に与えられた場合は、異なる原子は、一般に異なる密度に放出し、星雲内の輻射の stratification による。事実、slitless 分光器で得られた星雲像は、異なる line での異なる大抵を持つ。これは、与えられた原子に与えられた series limit を越える星雲の光学的厚さが 1 より大きいことを示している。水素は、逆の例外だろう。何故なら、Balmer line には星雲像の大抵は、普通、最大で、その為、これらの line に輻射する星の region を越えて、それらを輻射する他の region を持つこと確認が与えられている。

観測にも、次のように興味あることが判る。原子の ionization potential が大抵は、大抵、その原子の line に属する星雲像は、大抵、例として、He II line の像の大抵は、He I line のものより相当する。



これは容易に説明される。例として、この星雲を考慮する。星の中心は温度の最も高い部分で、星の最も熱い星雲の region には、主に、He III, He II などの重元素が、輻射する。He II の line である。この region は、中心星から、 $T_{He II} \sim 1$ の所で終る。この region の境界を越えては、He III は

子に電離し得る星からの輻射は通過し得ず。その内、He II, He I などが存在
 する。この星の region では He I line での輻射は得ない。この region
 は、中心星から、 $\tau_{\text{He I}} \sim 1$ の所で終る。この外側では、He I \rightarrow He II
 の電離を生ずる星からの輻射は到達し得ず。これは、星雲は全く輻射し得
 ない。

この考えは、He は $\tau_{\text{He I}} \sim 1$ の地方に相当する。しかし、多くの星雲
 から成る現実の星雲では、事情が更に複雑になる。それは、種々の原子やイオン
 による吸収による星雲の $\tau_{\text{He I}}$ の部分の重複からなる。

§ 6. The Masses of the Nebulae.

前節の結果と應用に、簡単に gas 状星雲の質量や密度を推定する。
 ここで、最も豊富に星雲中に存在する元素は、星の大気中の全量、水素であると考へる。
 換言すれば、星雲中の水素の質量と密度を求めたい。

惑星状星雲の質量を推定する方法として、単純な方法として、 $T_{\text{H}\alpha} \sim 1$
 程度であると考へることにする。これに 1 に比べてそれほど小さくはあり
 得ない。この事実は、若しそうであるならば、Zanstra の方法で得られる星の温度
 が非常に大きく得られ得ないことを示される。地方、前節では、 τ
 が 1 より相当越えるとしてもよいという疑いを述べた。従つて、

$$\tau_0 = \sqrt{1/\tau} = 1 \tag{1}$$

と仮定しよう。

勿論、上の疑い (1) のまゝにもあり得る。しかし、その通り
 $\tau > 1$ の場合は、(1) 式は、星雲の中、若し輝線が 1 に近いものならば、 $\tau > 1$ の
 従つて、(1) のまゝは、求める質量の下限を得られることになる。

(1) 式で k は hydrogen continuum の電子吸収係数である。それと
 $k = 0.5 \times 10^{-17}$ 。若し、星雲の半径を $r = 13,000 \text{ AU} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}$ の
 値をとれば、 1 cm^3 中の中性水素原子の数 $N_1 = 1$ と得る。

水素 ion の数 N^+ を求めるには §5 (9) 式を用いる。水素に対しては、

$$\frac{N^+}{N_1} \text{Ne} = 2.44 \times 10^{15} W \Pi_*^{3/2} e^{-157,200/\Pi_*} \tag{2}$$

と書かされる。星雲の平均では、 $W = 10^{-14}$ 、 $\Pi_* = 40,000^\circ$ と取り、又、
 $\text{Ne} = N^+$ と仮定する。上に求めた $N_1 = 1$ を用いて、 $N^+ = 2000$ と得る。

吾々は、惑星状星雲の中の、水素が殆ど ion になっていることを利用して、
 星雲の質量は、 m_H を水素原子質量と

$$M = \frac{4}{3} \pi r^3 N^+ m_H \tag{3}$$

と取り、 $M = 10^{32} \text{ g} = 0.05 M_\odot$

と推定される。

星雲質量を決定する一つの最も精密な方法は §4(6)式を用いることである。式は星雲の水素線に輻射の energy 量を決定することである。それは近似として、

$$E_{\text{H}\alpha} = \alpha_{\text{H}} A_{\text{H}\alpha} h \nu_{\text{H}\alpha} N^+ V \quad (4)$$

と近似して、

$$N^+ = \sqrt{E_{\text{H}\alpha} / \alpha_{\text{H}} A_{\text{H}\alpha} h \nu_{\text{H}\alpha} V} \quad (5)$$

$$M = m_{\text{H}} \sqrt{E_{\text{H}\alpha} / \alpha_{\text{H}} A_{\text{H}\alpha} h \nu_{\text{H}\alpha}} \quad (6)$$

を得る。前記全線 Lyman continuum の星雲の optical depth を大抵 1 とし、(6)式は、星雲全線の質量、唯その半径 (2.5) の質量と等しい。

(5)、(6)式で energy $E_{\text{H}\alpha}$ は星雲の全放射量を換算する。

$E_{\text{H}\alpha} = \lambda_{\text{H}\alpha} h \nu_{\text{H}\alpha} \rho$ とし、(5)、(6)式より、

$$\rho = m_{\text{H}} N^+ = C \sqrt{h \nu_{\text{H}\alpha}} \quad (7)$$

$$M = C \sqrt{h \nu_{\text{H}\alpha}} \quad (8)$$

即ち、

$$C = m_{\text{H}} \sqrt{\lambda_{\text{H}\alpha} / \alpha_{\text{H}} A_{\text{H}\alpha} h \nu_{\text{H}\alpha}} \quad (9)$$

である。

星雲の放射量を換算するに、 N_1 , N_2 line の強度比 $\lambda_{\text{H}\alpha}$ の値は、大体、 $N_1 + N_2$ line の強度比である。例として、 $N_2 / N_1 = 3$ とすれば、 $\lambda_{\text{H}\alpha} = 1/2$ である。即ち、 $C = 1.5 \times 10^{-12}$ である。勿論 $\lambda_{\text{H}\alpha}$ の値は、星雲の組成で異なる。即ち、 $\lambda_{\text{H}\alpha}$ は (9) 式の $\sqrt{\lambda_{\text{H}\alpha}}$ の中に $\lambda_{\text{H}\alpha}$ の値は、 C の値は、星雲の組成で異なる。従って、第一近似として、factor C は、すべての星雲に一定と見做す。

(8)式は、星雲の質量を計算するに、太陽質量の数%程度の値である。(7)式は、密度を計算するに、 1 cm^3 中、数千 cm^{-3} 程度の値である。この値は、平均して、先の方で求めた $M = 0.05 M_{\odot}$, $N^+ = 2000$ と近似してよい。個々の星雲の質量や密度は、見れば、この平均値より

factor 10 位の開閉である。星雲の名称の開閉は非常に小さい。これは主に
体積の開閉によるものである。

惑星は星雲の質量から太陽質量の僅かな割合にすぎない。これは、
やはり核と核量に於いては従属的な地位にあることを強調する。これは、かなり
重要な点である。何故か、現在の概念から云えば、惑星は星雲は、中心星の物
質の放出による形成されたものである。

(8) 亦、又、散光が星雲の質量決定に考慮される。よく知られている如
く、之も、惑星は星雲と同じ理由で得られる。然し、この場合には、体積
や名称（特に後者）は、一層不完全に判断される。とにかく、散光星雲
の質量から太陽質量の数百倍、数千倍に達するかもしれないと断言して
いる。この事実は、又、宇宙進化論上で、大いに意義を帯びる。

§ 7. The Chemical Composition of the Nebulae.

前節では、星雲内の水素原子の密度を求めた。今は、(水素に對する) 他の原子の密度がどの程度に比例しているかを示す。即ち、与えられた元素の line の強さと、Balmer series lines の強さとの観測強さ比を判別するに於て。

まず、考慮する(中性 or 電離)原子の line の recombination の結果と考へる。この原子の各 state について、水素の場合の §4(4) の式を全体の steady state の式を作る。この連立方程式から、 $x_m = N_m / N_e N^+$ を得られる。即ち、 N_m は、 m -state にある原子数、 N^+ は、次の電離状態にある原子数である。(m → l) transition で生ずるこの原子の line に星雲が放射する energy は、 x_m の値を用いて

$$E_{ml} = x_m A_{ml} h \nu_{ml} N_e N^+ \nu'$$

と得る。即ち、 ν' は、考慮する line に輻射の定積である。(R → 2) transition に對應する Balmer line に星雲が放射する energy は、全体の

$$E_{R2} = x_R A_{R2} h \nu_{R2} N_e N^+ \nu$$

両式から

$$\frac{E_{ml}}{E_{R2}} = \frac{x_m A_{ml} \nu_{ml} N^+ \nu'}{x_R A_{R2} \nu_{R2} N^+ \nu} \quad (1)$$

強さ比 E_{ml} / E_{R2} を観測から得られるこの式から、 N^+ / N_e 即ち、与えられた元素の電離状態にある原子数 N^+ と、水素 ion の数 N_e の比が決る。

他の電離状態にある原子数を得るためには、電離係数 §5(9) を用いる。即ち、その元素の原子が、強さを占める他の電離状態を見出すことができる。星雲中のこの元素の総密度は、このように決る。

この連べた計算は、電離 n の (n は、hydrogen-like ion) について最も容易に出る。何故か、この場合には、 $x_m \approx x_n$ なる求められぬのである。従って、 n の hydrogen-like ion の原子番号を Z とすれば、その energy level は、水素の level より Z^2 倍だけ深い所にあり、recombination による spontaneous transition の確率を仮定するに、水素に於ける同様の式に Z^2 を掛けた得られる。即ち、§4(4)(1) を考慮して

これより、若し温度を4倍の値とすれば、電離層内の対の x_m の数も水素に対する x_m の数の $1/8$ である。即ち

$$x_m(4T) = \frac{1}{8} x_m(T)$$

であることが判る。

中性層内の対の x_m 値の計算は、A. A. Nikitin に依るが、彼の得た He line の相対強度は、singlet, triplet の "4" に、対にも、観測 e (陽電子) 一致を見出。 (1) を適用して、彼は、星変内の He 原子の数は、平均に H 原子の数の $1/10$ であると見出した。

星変中、他の元素の密度決定は、利用難である。何故乎、recombination, spontaneous transition の確率の値が、これ非常に不完全に利用されているからである。(著者)。

§ 8. Stellar envelopes.

星のスペクトル中に見られる線は Merrill に依り次の三つに分類される。

(1) stellar lines

星の光球の直ぐに於ける正常大気中のガスで形成されるもの。

(2) circumstellar lines

或る種の星を取巻く巨大なガス殻で形成されるもの。

(3) interstellar lines.

星間物質に於て形成されるもの。

ここでは第2のガス殻を調べる。多くの高温星はガス殻で取巻かれていて、このガス殻の星の光球自体に比べて非常に巨大である。その相当部分は、星の光球を包む円錐の外に広がって行く。したがって、この輝線のガス殻から来る光の多くは内部からの輻射の吸収と相殺せず、その輝線スペクトルは星自体の吸収線スペクトルと重複して現れる。ガス殻には二種がある。

(a) extended atmospheres

特に Wolf-Rayet 星や Be 星の様な大気は、その輝線スペクトルで認められる。

(b) planetary nebulae.

望遠鏡を向に見れば程大したもの。

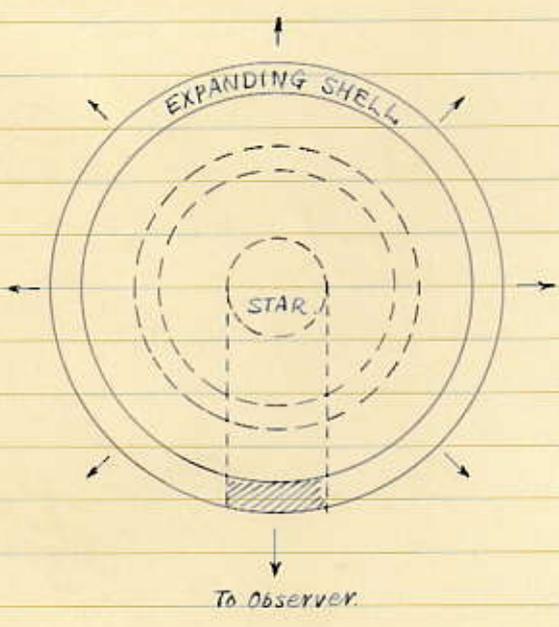
§9. Wolf-Rayet stars.

1867年 Paris 天文台の Wolf & Rayet によるこの種の星が最初に発見された。この星は呼ばれる。そのスペクトルは強い連続スペクトルに非常に幅広い輝線の重複による。輝線の幅は時に $60 \sim 100 \text{ \AA}$ に達し、帯スペクトルのように見える。新しい星のスペクトルの中には、この輝線の短波長端(紫端)は時に吸収線になっている。輝線は、主に、種々の電離状態の He, O, N, C, Si Fe などで、水素線は極めて弱い。また、N の現れにくいスペクトルでは C は強しと現れ、又逆もある。形式的には O 型に含ませるが、今では W 型と称することが、炭素窒素のスペクトルによる。WC 型、WN 型と分類する。絶対等級は平均 -3.4 位で、普通の O 型星と略同程度である。この種で最も明るいのは、帆座 γ 星 (γ Velorum) で $M = 1.92$ である。

Beals, Menzel による説明によると、Wolf-Rayet 星のスペクトルは、新星のスペクトルに類似している。この星は、この星から流出する物質が作られた急速に膨張するガス殻を取り巻いている。輝線の幅から求めたこのガス殻の膨張速度は約 3000 km/sec に達する。このガス殻の密度は非常に低く、電離状態の種々の部分からなるため、Doppler 効果は線が広がる。輝線の紫端の吸収線は、星に向って最大接近速度を持つこの星の前面のガス殻で作られる。輝線の中には、O, N の中には、高温分子殻殻底部で作られたものも見られ、He I の中には、稍低温分子殻殻で作られた線が並んで現れることがある。このガス殻は非常に透明であるため、放射線が透過する。

§10. The P Cygni stars.

P Cygni 型星は、大光度である。膨張大気のある。スペクトルは紫端に吸収線と伴った輝線の見出しで、その長は Wolf-Rayet 星に似ている。しかし輝線はかなり細く、膨張速度が速いほどおぼやかさを示している。又その長も短く、或いは短く強くと見られる。この型星は強く B 型である。α Cygni (A2 Ia) の型は A 型早期の型である。代表星 P Cygni 自身は 17 世紀中に 2 回、新星の型に爆発し、それ以来は 5 等級で衰えしめていく。このスペクトル中で最も鋭いのは水素の輝線で、Wolf-Rayet 星の水素線に互い違いと明らかな差を有する。



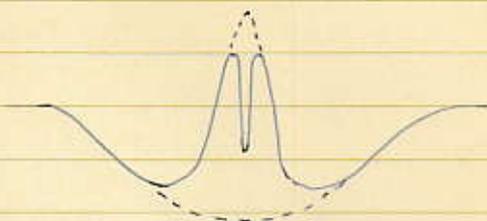
これは、それ以来は 5 等級で衰えしめていく。このスペクトル中で最も鋭いのは水素の輝線で、Wolf-Rayet 星の水素線に互い違いと明らかな差を有する。

O. Struve は恒星の大気の working model によると、主系列星は一般に膨張して内部が不透明で、膨張の外層が不透明で取巻かたなり。P Cygni 星の場合、外部が不透明で、それより内部を遮蔽していると考えられる。

§ 11. Class B emission stars (Be stars).

スペクトル中に輝線を持つ数個

個のB型星少数のA型星は、前節の P Cygni 型星と、一見全く異なっているように見えるものがある。代表星は γ Tauri, γ Cassiopeiae など Be 星と呼ばれる。スペクトルを見ると、幅広の吸収線の中央に狭い輝線あり、更にその中央には細い吸収線が見える。水素線では特にこの形。



O. Struve の model によれば幅広の吸収線は星自体で形成され、星の急速な自転によるものと考えられる。狭い輝線は、星を取り巻くガス殻で作り出される。このガス殻は星自体より緩やかに自転しており、膨張している。この輝線の中央の細い吸収線は、このガス殻の前面の部分に於ける星の光の吸収である。この部分は視線速度を持っており、重複による吸収線、輝線が細い。Be 星では、外部ガス殻は殆ど影響しない。内部ガス殻は、十分透明で、そのスペクトルは、星自身の吸収線に重なり現れる。



§ 12. Planetary nebulae.

初期の観測では、惑星像を思わせる緑色の円像に見えたのが惑星状星雲と呼ばれる。或る場合には、この像は円に比べて、平らな環状に見える。典型的な環状星雲 Ring nebula は有名である。惑星状星雲の中心には、光を輝かせ、又存在している恒星がある。

300個以上の認められているが、肉眼で見えるものは、望遠鏡を通れば、種々の大形に見える。水瓶座の螺旋雲の時に、その観測者の位置のため、スペクトル中の輝線が、やがて普通の星と区別出来るほどの小さいものもある。大体の直径は、20000天文単位の程である。中心星を除いた質量は、太陽質量の $1/10$ 程である。径の密度は極端に低く、 10^{-20} g/cm^3 程である。中心星は Wolf-Rayet 星や、極大星に於ける新星に幾分似ている。

そのスペクトルの特徴は輝線が、スリットを用いないと多く、線の内側に、その波長に並んで星雲像が現れる。この光は、非常に高温の中心星の紫外放射に属する短波長である。径の構造は、Orion 星雲の時に、発光作用を持つ、発光星雲と似ている(後述)。惑星状星雲は、著しく水素が非常に豊富である(Wolf-Rayet 星は例外)。露光を十分長くすれば、中心星の連続スペクトルも同時に寫る。星雲像の中心にスリットを設け、スペクトルを撮ると、輝線が弓状に回り、Crab nebula () の時に、その膨張の速さを示す膨張速度は、その程の年々平均 20 km/sec に達している。左、星雲の物質が中心星から流出している。又左、膨張速度が速く知るとすれば、物質の放出は、極端に速く行われ、その寿命は、僅か 3000年である(Whipple)。この点、惑星状星雲は、星の世界では、かなり珍しい存在である。

これらの星雲が中心星から放出されたのは、新星のガス殻や、Wolf-Rayet 星の拡大大気と関連があるのではないか。新星のガス殻との着い相異は、その膨張速度である。惑星状星雲は、非常に緩やかに、何千年という寿命が予想される。それに、新星のガス殻は、非常に急速に、数年で消える。(新星のガス殻と呼ばれる Crab nebula は、非常に大きい膨張速度を持つ。反面、長い寿命を持つ。)

Chapter ~~X~~
The Planetary Nebulae 行星状星云
(Planetaries).

§ 1. Introduction.

第二種星の星に伴つたガス状星云は Planetary nebula 行星状星云である。この様に呼ばれるのは、之が星の行星や海王星の像に似て微かに縁がかつた円板像に見えるからである。その縁線 spectrum は水素α線の強い輻射ばかりでなく、酸素、ネオン、窒素その他の禁制線からなる。又表面支那の大きい星云ではかなり強い連続 spectrum も持つ。

P.N. に依る輻射は中心星の極紫外輻射から degrade されたものである。その中心星は普通非常に高温を有し、そのエネルギーは殆ど紫外領域にあり、可視領域には極く僅かに放出される。従って星云は、星を輝かせる星の中心星より暗く見える。この最も例は、高光度の NGC 7027 で長い歳差を有して中心星は暗い。全輻射等級の低い中心星は、高温を程高度には高りにくい(何れも、極紫外輻射は地球大気で遮断される)星と星云の距離は大きく、Hubble は、明るい中心星は、表面支那の大きい、小さい星云が、或は、表面支那の大きい星云と一様に見える傾向のありとを見出した。

P.N. は、数々の遠方の第二種星の天体である。その距離は、三角法や統計的視差法では決定出来ない。恐らくハビの楕円軌道を動いていると思はれるので、銀河回転に依る方法も取られる。この章では計算の場合には、L. Berman の発表した距離を用いた。彼は固有運動、角速度、及び、銀河回転理論と合はせ用いた視線速度に基いて平均視差を用いている。彼は又、星云支那の理論と合はせ、星云や中心星の半径等級 M_v, M_s を用いた。Berman は、直に銀河の収縮の影響を受けると考へ、又、大きく微かきものを、十分に、統計的には直に、絶対等級が同程度であると推定した。

P.N. の空間分布は RR Lyrae 型星と同様に、極端な赤外線放射の分布の様に思われる。球状星団内には一見みだりに見られ、赤外線放射の強いもの、銀河系の中心部には、非常に多く含まれる。多くのものは、塵状物質の後に残されているに違いない。

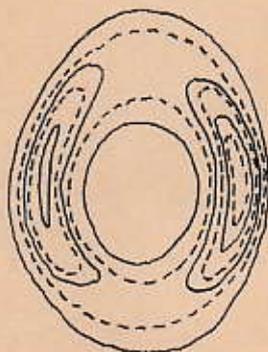
大きくて、見掛け上は、多くの銀河系に亘って、高集中度に現れる。他方、微かにみだりに凝縮したものは、銀河中心に強く集中する。之は、若し、總ての type a P.N. 中、RR Lyrae 型星の存在分布で、銀河系内に平均にばらばらに分布していると仮定すれば、予測されるべきである。観測の選擇の効果を考慮すれば、星雲の形は、見掛けの上と同様は予測される。Minkowski の観測により、212 個の新発見の P.N. が追加され、合計 371 個に達した。その中の幾つかは、銀河中心に近く、それらの方向で平均の視直径は、6" である。多くのものは、H α の光でだけ観測された。それは、空間の分布が非常に大きく、赤外線放射の線は、色別出射率から知られている。Karl Henize は、観測を南半球で拡張した。

要約すると、P.N. は、赤外線放射に属し、銀河中心に強く集中している。その大きさや、表面光度は、相当の範囲に亘り、星も区別し難い（IC 4997）から、Aquarius の NGC 7234 の様に巨大な環状構造を持つものがある。典型的な、明るい P.N. は、晩一万年 或は一万年 天文単位の手星を持ち、仮定は、恐らく、太陽の 1/4 より小さい。典型的な P.N. の密度は、恐らく、散光星雲と、"early nebular" の段階に及ぶ新星を取巻く膨脹殻との中間位に思われる。密度は、微かにみだりに、 10^2 ions/cm 3 、又はそれ以下、明るいものは、 $10^3 \sim 10^6$ ions/cm 3 位の範囲に亘る。

HI, He I, He II, C I, C II, C IV, N I, N II, N III, N V (?), O I, O II, O III, ~~Ne II~~ ^FNe II (?),
 F IV, Ne II, Ne V, Mg I (?), Si II, Si III (?), S II, S III, Cl III, Cl IV, Ar III, Ar IV, Ar V,
 K IV, K V (?), K VI (?), Ca V, Fe II, Fe III, Fe IV, Ni VII (?).

高電離状態の原子 $2 \times 10^4 \text{ km}$ の半径の分布の進行すれば、更に固定の進行する。

星雲画像の中のエネルギー分布の量的知識は最初 Berman によって
 得られた。彼は、星雲像を横切りに次々と tracing をやり、その線をより
 細く金糸で、スペクトル線の 等光輪廓 isophotal contour を作った。



Isophotic contours
 of NGC 6720
 $\lambda 3727$ [O II]

図は、NGC 6720 (Ring Nebula in Lyrae) に於ける [O II] $\lambda 3727$ の isophotic contour
 である。contour は $\log I$ の値 0.1 毎の線が描かれたりが、厚紙板の scale の
 下にある。不規則さがあるから、強度分布のスケールの線が 1 cm 程度の
 短軸の両端に於ける強度の集中に注意。

星雲が大ければ、スリット分光器による像の重複の面倒になる。
 地方、小型星雲では、単一乾板の星雲像に於けるエネルギー分布の
 空間的記録を導くかも知れない。かなり弱い線を識別したり、接近した
 線と分離するために スリット分光器 の必要である。

§2. Structure and Spectra.

最もよく知られている P.N. の例は有名な琴座の環状星雲 Ring Nebula, NGC 6720 である。中心をのぞいて、その非常に複雑な構造が認められる。又、他の NGC. 3242, NGC 2392 の様式もこの二重の環を持つ。之等“環状”星雲の多くは、実際は、恐らく殻状であるように云ふことは、一世紀以前に認められた。

P.N. の若い複雑な奇妙な不規則な Minkowski の Palomar で撮った美しい直接画像によく示されている。環状“構造”は決して単純なものではなく、大抵は、第一近似でさえ、薄く一枚の殻と見なすことは出来ない。完全に均質なのは稀である。Owl Nebula の様に全く平坦な構造を持つものも、^{微細な繊維状、凝集は}視野の良好な時^には、微細構造は、0.5 以下の大きさに達する。多くの P.N. は、例えは IC 4634 の様に、一見このように見られる。通常の青や黄の直接画像は余り有効ではない。之等の高感度、長い波長領域を持つ。累った 2000 Å 線に相應の像を寫すのである。狭い波長領域を分離する plate-filter 鏡を用いると、殆ど単色輻射の寫像を描くことが出来る。しかし、例えは H α と [N II] 線の様に、スペクトル中で密接した輝線を分離しようとすれば、スリット無し分光器を用いた方がよい。この教訓から、[O II] 輻射の、外側の凝集部に集中的傾向を持つ。このスペクトル線の撮った星雲像は常に一番よく示される。他方、He II λ 4686 輻射は、中心部だけに現れ、又、[Ne V] λ 3426 の像は最もよい。更に他の星雲線は、一般に強さを変動し、その相対強度は、随分 様に見える。例へば [O II] の λ 4959 と λ 5007, [N II] の λ 6548 と λ 6584, [Ne III] の λ 3869 と λ 3967, [O II] の λ 3727 線, [Ne V] の λ 3426 と λ 3346, [C III] [C II] [N II] の何れかの禁制線は通常最も強く、水素 α γ δ の線は之に次ぐ。それから、他の既述の弱い禁制線、特に H α 放射の許容限で現れる。Bowen の Wyse ^(4/5) の研究から、この様な表の様に見える。

isophotic contour は、直接高度のみ、或は、スリット走査光高度のみで得られる。
若し、星雲の大きい内於運動を伴っている場合には、スリット走査像は、~~散光~~散光がその
視深運動により、稍ぼやける。この事情は、みんな欠点では無い。それは、
直接像とスリット走査像を比較するに依り、微細な凝集の視線速度が
得られる ~~isophotic contour~~ 星雲の内於運動の研究に役立つからである。

単色光の完全な量の記述を許すには、contour の測定ばかりでなく、contour 内
の異なる点の表面反射率、或は、像全体比の平均光度を適当な単位、例之は、
 $\text{ergs/cm}^2/\text{sec}$ に依り決定しなければならず。基礎、輝度の相対強度は、星
雲内の一点に於ける スリット走査高度で測定され、最も明るい像（基礎、線の星
雲線）のエネルギーの総量も、光電測定により得られる。

観測資料を論ずる前に、星雲内で起っている物理的プロセスを調べ、如何
に温度や密度が推定されるかを述べよう。

§3. The Excitation of the Hydrogen Lines.

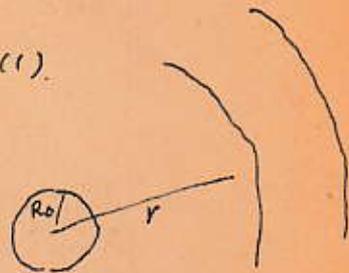
第1近似として、高温星を取巻く薄い殻を考へよう。その中心星は、温度 T_1 の黒体輻射を以てしているとして置く。最初殻は水素だけできているとして置く。後に、酸素やネオン等の“不純物”の影響を調べよう。

殻の内面に達する輻射の強さは、

$$I_\nu = W_0 \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT_1} - 1} \quad (1)$$

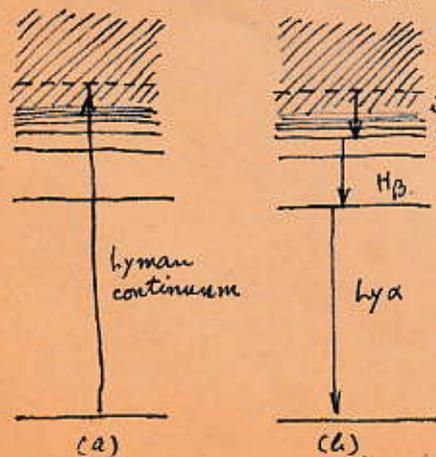
ここで W_0 は幾何学的な稀釈因子

$$W_0 = \frac{R_0^2}{4r^2} \quad (2)$$



である。普通 10^{15} の程度である。

星は高温（星 50000°K 以上）だから、そのエネルギーは殆ど極紫外域に輻射される。従って、星雲は、振動数分布では高温に相当し、エネルギー密度では低温に相当する輻射に曝される。星雲中の殆ど全ての中性水素原子は、基底状態になる。輻射に依る励起は、熱平衡の場合に比べて、 W の割合で遮断される。但し、励起準位からは、Einstein の A だけが決まる割合で原子が落ちこむ。従って、実際には、Lyman 極限を超える量子の吸収に依っては、實質的には凡ての電離は基底準位から起る。しかし、再結合は基底準位へばかりならず、励起準位へも起る。（図を見よ）。若し自由電子が、基底準位に再結合すれば、始めと同じ紫外量子が又出来、この量子は他の水素原子を電離させる。若し第2準位に再結合すれば、量子は Balmer continuum に放出され、第3準位に再結合すれば、量子は



自由電子が、基底準位に再結合すれば、始めと同じ紫外量子が又出来、この量子は他の水素原子を電離させる。若し第2準位に再結合すれば、量子は Balmer continuum に放出され、第3準位に再結合すれば、量子は

Paschen continuum は放出される。若し原子が第3から第2の準位に移れば、 $H\alpha$ 量子を放出する。この変遷電離とそれに続く再結合、漸降の過程は励起の primary mechanism と呼ばれる。中性Hの電離へのH α の線も亦この機構で作れる。

電子

2.2. Lyman 極限を越える光子輻射を皆紫外量子 ultraviolet quantum と呼ぶことにしよう。この紫外輻射は星雲中で完全に吸収された時、どの光子かを調べよう。(Zanstraの研究)。若し電子が第2準位に再結合されたら、出てくる Balmer continuum の量子は、単に星雲から逃げ出してしまふ。それから原子は Lyman α ($Ly\alpha$) の線を出して基底準位に降り、その $Ly\alpha$ は何處でも吸収し得る。吸収され再放出され、單に散乱されるだけである。若し第3準位に再結合すれば、原子は ($H\alpha$ を放出し) 第2準位に降下するかも知れない。或は、直接に基底準位に遷移し $Ly\beta$ を放出するかも知れない。 $Ly\beta$ が再吸収される時、原子が $H\alpha + Ly\alpha$ を放出する有限な確率が存在する。一般に、副線線に射撃的量子は、星雲内で再吸収されることは出ず、直接に逃げるに慮らぬ。Zanstra の degradation は非可逆であつて、 $Ly\gamma \rightarrow H\beta + Ly\alpha$ の様な循環は、その逆過程と釣り合はぬ。同様に、 $Ly\delta$ は $Ly\alpha + H\gamma$, $Ly\alpha + H\beta + Br\alpha$ 等に分解し得る。Zanstra と Menzel が独立に達した結果は、厚い星雲では、紫外光子の各量子は、究局には、 $Ly\alpha$ 量子と Balmer 系列又は連続線の量子に分解し得る。 Paschen や Brackett 系列の他の量子も亦形成されるだろうが、通常は観測されぬ。

總の紫外量子を吸収する程充分に厚い星雲に対し、紫外量子の数は、Balmer 系列の量子の数の比は Balmer 連続線の量子の数の比に等しく、Zanstra の記号を使へば、

$$N_{ul} = B_{ac} + B_a \quad (3)$$

と書くことが出来る。この関係は、中心星の温度を求める重要な方法の基礎をなすものである (cf. §12)。

星雲中の水素の電離状態は、O 或は B 型星の近傍の星間物質の電離
には Strömgen の展開した理論 (85, Chap) に依り計算することか
ら来る。その理論は星雲中の密度変化を考慮に入らば修正することか
ら来る。厚い星雲の中心近くでは水素は實質的に總て電離しており、多くの中性原子が現
れ始めるまで見えてゐる。電離を急に空に落ち、単位体積当りの放出は急
激に減少する。明白な星雲物質は鋭い縁を持つ。縁の下の P.N. の長時間
露光寫像は、不規則な微かな外縁環を示し、それは恐らく實際の物質の外縁
を限定するであろう。星雲の主要な部分には電離水素の領域である。星雲の
纖維構造のために幾らかの輻射は漏れ出すことが出来、星雲の縁に ~~再電離~~ 少量
の電離 (中心再結合) が形成される。

明白な比較的密集した星雲では、光が恐らく見えてゐるものは水素-電離
領域であり、表面光の下の星雲では明白な部分は層、全星雲を包んでゐるかも知れない。
IC 418 に Strömgen の電離論が詳しく適用されたが、
その縁は理論より鋭さが足りない。—— 多数の纖維構造の結果である。

The Balmer Decrement

λ	Observed Intensity	Theoretical Intensity		
		A	B	C
4861	10.0	10.0	10.0	10.0
4340	5.58	5.76	5.1	3.47
4101	3.13	3.74	3.1	1.42
3969	2.03	2.55	2.06	0.89
3889	1.42	1.82	1.43	0.55
3835	0.98	1.36	1.05	0.36
3797	0.75	1.05	0.79	0.25
3770	0.54	0.81	0.59	0.18
3750	0.43	0.65	0.46	0.14

§4 The Balmer Decrement.

若し前節の考察が正しいならば、電離した電子温度、電子密度に対して、電子が水素 ~~原子~~ 原子に依り種々の励起準位に再結合する割合と、原子が低エネルギー準位に下降する割合が計算出来る筈である。尤も中心星の3の線輻射や、Lyman線とは連続放射の degradation からの線輻射が、知られる。それらの様に高準位の存在を決められる。換言すれば、物理学的条件の特定の組合せと定常状態に対し、凡その励起状態の相対停留数の計算出来る。遷移確率は判っているから、水素線の相対的強度を見出し ~~それ~~ ~~と~~ ~~比較~~ ~~すること~~ 出来る。 — 特に Balmer 線の —

定常状態の存在、凡その電離率は定常状態から起るといふ事実に基いて、詳しく計算は、Chapter 5* に述べられているを含んでおり、やさしいが長い。

Menzel & Baker 11. Lyman 線に、中心星を輻射中心星とする恒星の星雲に対し Balmer Decrement を計算した。得た model A は、光学的に薄い星雲に予想し、この時、光電離と再結合により作られる Lyman 線輻射は、その以後吸収されることなく逃げ出す。model B は、光学的に厚い星雲を考へ、この時は、Ly α 以外の Lyman 輻射は逃げ出す。Menzel さん他は後に model C を考へた。之は(Aの様に)光学的に薄い星雲であるが、中心星は Lyman 線に連続放射を出すものとした。星の線輻射の放射と decrement は密に結び付く。尤も model C は、表面光度の非常に低い星雲に相違ない。

空間吸収の効果を補正した観測の decrement と理論とを比較すると、B model、即ち、光学的に厚い星雲で、紫外線から各電子の遷移は、Balmer 電子と Ly α 電子(之は星雲から逃げ出す)に degrade した model と最もよく合ふ。次の表は之を示すもので、各行は、Balmer 線の波長、 k_1 星雲からの平均強度(空間吸収を補正し、H β 510 \AA)、それから、電子温度 10000°K 以上の理論値 A, B, C, である。

紙案答驗試

(昭和) 年 月 日 (実施)

一般教育科目 専門科目 外国語科目	授業科目名		学部 学芸部 経済学部	学年 小 中 年	組 生	番号	氏名
	() 該当を○						

$$S_m = \frac{h_0}{4\pi A^2} = 3.45 \cdot 10^{-21} N_i N_E D^2 I_E^{-3/2}$$

但し、
$$D = 3d \left(1 - \frac{d}{A} + \frac{d^2}{3A^2} \right)$$

若し、 d の他の要素の割合が無視できるとすれば、 $N_i = N_E$ となるから

$$N_E = 1.68 \cdot 10^{10} S_m^{1/2} D^{-1/2} I_E^{3/4}$$

D の値を知るためには、星雲の視直径、殻の厚さ、距離を知る必要がある。 d, A の値は H. D. Curtis が以前に求めたものを用いる。距離は Berman の推定した値を用いる。

電子温度も不確かである。約 8000° から恐らく $20,000^\circ K$ 以上の範囲に及ぶとされる。種々の星雲では精密な値を得るためには、線スペクトルや連続スペクトルの更に精密な観測の蓄積を待たねばならない。この計算例のために $I_E = 10,000^\circ K$ と仮定する。従って N_E の推定値は、 $(I_E/10000)^{3/4}$ 倍である。
 (表題の)

一般教育科目 專門科目 外國語科目	該當科目 否	組 年 生	部 年 生	部 年 生	部 年 生	氏 名
	授業科目名	年 中 年 生	年 中 年 生	年 中 年 生	年 中 年 生	氏 名
	學 科 名	小 年 生	中 年 生	高 年 生	部 年 生	氏 名
	學 校 名	小 年 生	中 年 生	高 年 生	部 年 生	氏 名

§5. The Electron Density

Balmer 系列の頭に於ける連続放射は、電子が第2準位に直接捕獲されるに依り起る。若し、発光0.2の体積と、電子温度の知識があれば、この Balmer 再結合放射の強度から電子密度を求めることができる。

Balmer 連続放射の振動数 ν の所、振動数範囲 $d\nu$ に放射されるエネルギーは、 $\text{ergs/cm}^3/\text{sec}$ で表すと

$$E_{k2} d\nu = 2.70 \cdot 10^{-33} \frac{N_i N_E}{T_E^{3/2}} g e^{-h(\nu - \nu_2)/kT_E} d\nu$$

但し、 T_E は電子温度、 ν_2 は Balmer 極限の振動数、 N_i は水素イオンの濃度、 N_E は電子密度である。($g = 0.876$ とする)
 実際的には、 $d\nu$ でなく有限な範囲 (例として連続部の 20 Å) に測定するのが便利である。

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda$$

であるから、Balmer 極限 ($\lambda = 3646$) では

$$\Delta\nu = 2.254 \cdot 10^{11} \Delta\lambda$$

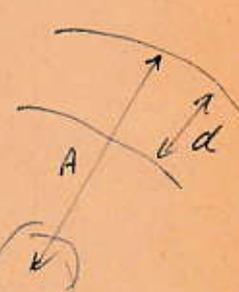
従って連続部の初期 20 Å の範囲では $\Delta\lambda = 20 \text{ Å}$

$$E_{k2} \Delta\nu = 10.66 \cdot 10^{-21} \frac{N_i N_E}{T_E^{3/2}}$$

同様に平均電子数の全放射量は

$$L_0 = \frac{4\pi}{3} E_{k2} (3A^2 d - 3Ad^2 + d^3) \Delta\nu$$

この $3A^2 d - 3Ad^2 + d^3$ の表面積は $4\pi A^2$ であり、Balmer 極限に於ける再結合連続放射に於ける 20 Å 厚の平均表面積は $\text{ergs/cm}^2/\text{sec}$ で表すと

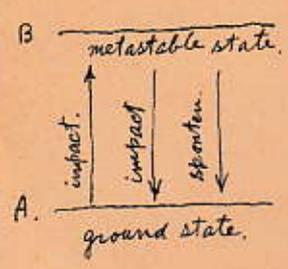


(昭和) 年 月 日 (実施)

名	氏	
	号	番
番	部	年 生
	組	年 生
目 名	部	年 生
	程	年 生
目 目	小	年 生
	中	年 生
目 目	大	年 生
	学	年 生
目 目	学	年 生
	部	年 生
目 目	部	年 生
	部	年 生
目 目	部	年 生
	部	年 生

§ The Forbidden Line Spectra.

多くのガス状星雲のスペクトルには、 O^+ , O^{++} , N^+ 等、種々のイオンの低い準安定状態間の遷移に依る禁制線を含んでいる。之等の線の相対強さを調べるに、星雲中の物理的な状態を知るに役立つ。ここでは、電子温度と電子密度 N_e を求めよう。



相対強さは、三つの過程で決まる：
 1. 電子衝突による励起。
 2. 電子衝突による消滅 (deactivation)。
 3. 自発放射遷移。
 最初、簡単な場合として、基底状態 A にも一つの準安定状態 B を持つイオンを考へる。

両状態の平衡の式は、

$$N_B (A_{BA} + \alpha_{BA} N_e) = N_A \alpha_{AB} N_e \quad (1)$$

ここで、 A_{BA} は radiative transition probability.

α_{AB} electron excitation coefficient

α_{BA} electron deactivation coefficient.

である。 α_{AB} と α_{BA} の間には、

$$\alpha_{AB} = \frac{g_B}{g_A} \alpha_{BA} e^{-E_{BA}/kT_e} \quad (2)$$

が成り立つ。g は各々の状態の statistical weight であり、

E_{BA} は B 状態の励起エネルギーである。deactivation 係数 α_{BA} は、次の式で與へられる：

$$\alpha_{BA} = 8.54 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega(A, B)}{g_B T_e^{1/2}} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad (3)$$

ここで、 $\Omega(A, B)$ は衝突強さ collision strength である。これを調べるには、各イオンに対しては定数も考へられ、種々の場合により計算されている。

この科目は、
 一般教育科目
 専門科目
 外国語科目

Part 7. Stars with bright spectral lines.

Chapter 14. The formation of emission lines.

Chapter 13

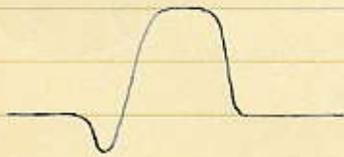
The Formation of Emission Lines

§ 1. Stars of the Wolf-Rayet, P Cygni and Be types.

これらの型の星(何れも早期型のスペクトル)は、輝線を持つ他の型の星に較べて大気中の物理過程が簡単であるので詳しく研究されている。

(i) Wolf-Rayet stars.

この星は、その原子の励起度、電離度から考え O 型に属する。そのスペクトルは、H, He I, He II, C III, N III などが非常に電離状態の高く、幅広の emission band の連続スペクトルに重なっている。



或は輝線 emission band の紫側に僅かな吸収線が認められる。輝線の幅は数十 Å にも達し、その強度は連続スペクトルの 10~20 倍も大い。この星全体での輝線の輻射は連続スペクトルの輻射エネルギーに匹敵する。

この星のスペクトルで重要な性質は、それが二つの系列に分けられることである。両者の励起度、電離度はほぼ同じで、本質的に化学組成の相違に考えられる。

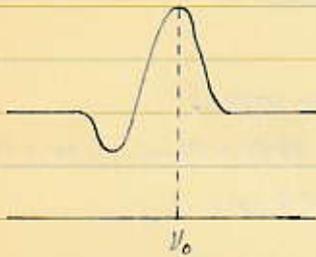
{ Nitrogen series. WN : 種々の電離状態の N があるが C, O は無い。
 Carbon series. WC : 種々の電離状態の C, O があるが N は無い。

∴ 10 年程の間に Wolf-Rayet 星の成分星である好年令連星の発見あり。その中の一、食連星として HD 193496 あり。Wolf-Rayet 星の質量は太陽の約 10 倍程度であることが判った。

Wolf-Rayet 星の絶対等級は -3^m 位で、銀河系中最も明るいもの之一である。この星は全様のスペクトルは、例えば、爆発数年後の新星、或は惑星状星雲の中心星などに見られる。それは何れも普通の Wolf-Rayet 星より暗く、 $+3^m$ 程度である。

(ii) P Cygni type stars.

この星は、Wolf-Rayet 星に似てこの B 型に属している。このスペクトルは

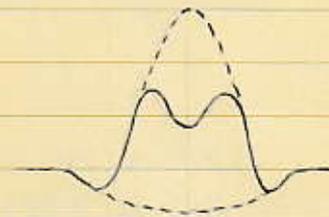
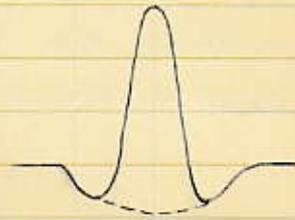


は、中心振動数に対してほぼ対称に輝線が見られ、紫側には吸収線がある。輝線の幅は Wolf-Rayet 星程広くはないが、左に吸収線は遙かに強い。この型の星は、単に輝線を持つ B 型星ではない。

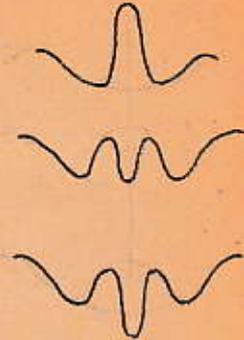
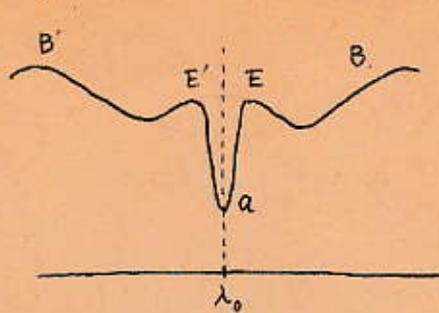
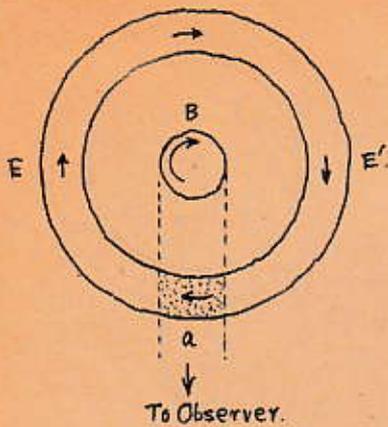
(iii) Be type stars.

輝線を持つ B 型星の殆ど大部分は、右の様な輪郭を持つ。即ち幅広く浅い吸収線の上に、細い輝線の重なりがある。この輝線は、中央の更に凹んで、二本に分れていることがある。

Be 型星のスペクトルは、時間とともに相当変化する。例として、輝線の成分の相対強度が変わる。時には、輝線が全く消失し、Be 型星は普通の B 型星と変わってくる。スペクトル変化と同時に、星の名前の微かに変化が観察される。



§. Stars with Stationary Shells. (Be Stars)

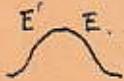


この種の星の周りに稀薄な環や殻がある。その $10^3 \sim 10^4 \text{ km}$ 中の H の線は星の推定半径より大きい。後の Be 星 例として Sauri 星。線形に約 10 本の series の初めの 5 本、104 本の Balmer series 2 本 H α , H β , H γ 位まで。H δ 以後は、唯吸收線だけである。He は稀薄な線にみられる。Metal, 特に Fe II は最も強い線形をもち、その上に鋭い吸收線が重複している。

上図は典型的な profile である。O 型星は、急速に自轉する球状の gas の環の赤道帯の gas ring である。この線形は、急速に自轉する球状の gas の環の赤道帯の gas ring である。



Mg II, He I 等の幅広い線形は、急速に自轉する球状の gas の環の赤道帯の gas ring である。急速に自轉する球状の gas の環の赤道帯の gas ring である。



線形の自轉する球状の gas の環の赤道帯の gas ring である。線形の自轉する球状の gas の環の赤道帯の gas ring である。



星は Observer の向にある部分 (視線速度が速い) 鋭い吸收線を作る。

多くの Be 星は明瞭に spectrum の変化を示す。

線形強度の変化 \rightarrow gas 殻の厚さ変化。

両線形成分 E, E' の相対強度の振動 (V/R variation) \rightarrow gas 殻の膨張。

§. Sauri

I.P. の狭い吸収線 (H, Ni II, Fe II, Si II, He I 3965) \rightarrow 線形の自轉する球状の gas の環の赤道帯の gas ring である。

I.P. の広い吸収線 (He I の大部分の線) \rightarrow 自轉する球状の gas の環の赤道帯の gas ring である。

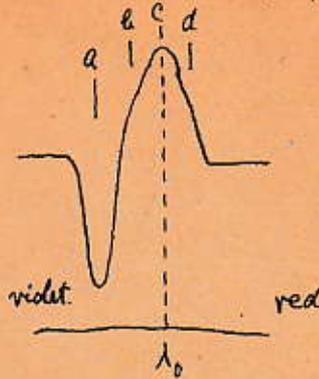
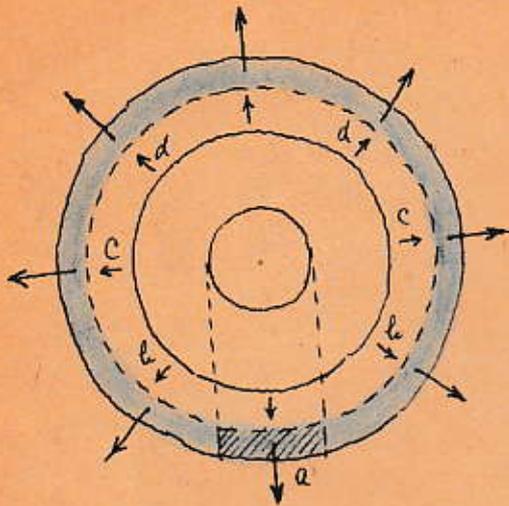
He I 3965 \rightarrow gas 殻 (§2) \rightarrow $w \sim 0.01 \rightarrow v_r \sim 5$

吸収線の幅から自轉速度 (Doppler effect) $\rightarrow 200 \text{ km/sec}$

§. Stars with Expanding Envelopes

1. P Cygni

B型の強い線保持を持つ。Balmer line, He I line のみならず、強いH γ の線も保持している。



光学的に極薄の厚い大気層を持ち、同じ質量の及新層の光を全く遮っている。

II
Si II (16.3 eV), He II (54.2 eV) の層:
I.P. に近い原子が下のほうに stratification を示唆する。層の厚さに依り Atom が分れる。

I.P. の大きい Atom は、高温を下層で、I.P. の小さい Atom は低温を上層で層起している。

表の様に、吸収線の波長が短くなるにつれて、吸収線の深さ(膨張速度)は I.P. の子に程大きい。

Atom	I.P.	mean		mean V. (km/s)
		I (em.)	I (ab.)	
Si II	16.3	65	5	-289
C II	24.3	7	4	-154
N II	29.5	18	20	-94
Si III	33.3	9	27	-80
Si IV	45.0	—	19	-33
C II	47.7	1	1	-28

よって、大気層の厚さは、I.P. に程加減されることを知れる。

上図の如く典型的な profile を示す。吸収線は、恒星の大気層の最上層で形成される。流出速度が速い場合には、吸収線の深さは、流出速度の速いほど深くなる。よって、吸収線の深さは、流出速度の速いほど深くなる。よって、吸収線の深さは、流出速度の速いほど深くなる。

よって、流出速度が速いほど、大気層の stratification が認められ、流出速度は外層で加速している。

2. Wolf-Rayet Stars.

P Cygni より更に高温で、かつ高速の流出速度を持つ。200km 以内層子の出で、200km 以内の層子の幅の広い輝線が見える。管状には、1200 程度の輝線の全長を認められるが、又存在は極く弱い。

輝線の幅を Doppler 効果による速度に換算すると流出速度は 500 ~ 3000 km/sec である。

Zamstra の分析は、温度を決定すると、O 型星よりも更に高温であることが判る。非常の高温のため、He II (54 eV) の Pickering series が強く、その他の輝線 I.P. のために、高電離の付いたものが判る。

{	WC star	C II の輝線が強く、N を欠く。	} 化学組成の相異
	WN star	N II の輝線が強く、C を欠く。	

半径、絶対光度、質量、などには判らぬが、わかっている。通常 O 型星より幾分か小さい。恒星の中心星で Wolf-Rayet 星の 200km 以内層子も判る。

3. 17 Leporis.

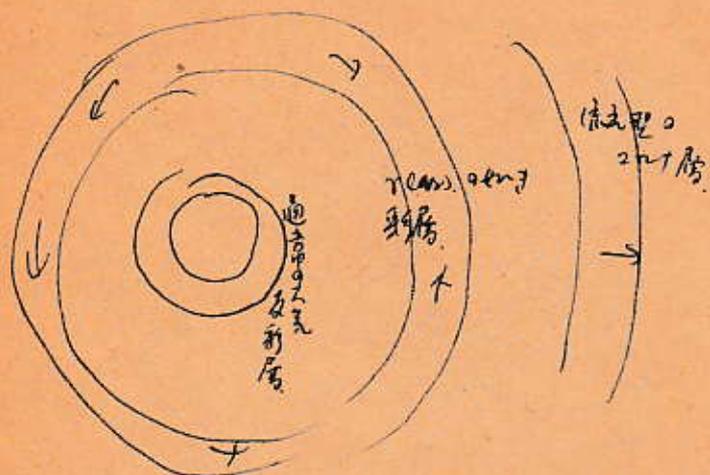
P Cygni 型の星であるが、流出大気層を透過し、 γ Cassiopeiae の様な
定常層が見え、更にその下に速く自転する球状星団が見えたり。

4. α Cygni.

超巨星である。P Cassiopeiae の星団に類似した大気層は、
それよりも厚く、その下の球状星団を透過し易い。

亨温特星の仮想構造

O. Struene; Ap. J. 95 134. 1942.



2001km の外殻の相異 → 三層の主要の層の相異

P. Cygni 20+層の厚く 下の層の欠如

α Cygni 20+層の薄く 新層の厚く 及新層の欠如

γ Cass. 2+1層の薄く 新層の中核の厚く

右陽の20+層の厚く 新層の薄く 及新層の2+1層の厚く

§ The Formation of the Extended Envelope

大気の構造、大気の核を支配する第一の要素は、星の表面重力である。

之は $gas\ pressure$ の釣り合い、平衡で規定される。 $gas\ pressure$ は温度に依り定まるから、星の大気は表面重力と温度とで規定されることになる。

高温星の大気—及彩層—は、この様に定まる。

高温星の中には自転が速いものが多い。自転に依り遠心力は重要になる。例として、 $10 R_{\odot}$ の星で、 $200\ km/sec$ の自転速度を持つ。赤道部に於ける遠心力は $10^3\ cm/sec^2$ である。これは星の表面重力 $10^3 \sim 10^4\ cm/sec^2$ に匹敵する。→ 赤道部から gas 流出 (O. Struve の β 星)。

$\beta\ Lyrae$ は $\beta\ star$, $F\ star$ の連星で、極く接近し、周期約 13 日で公転している。両星は、お互いの強い潮汐力による球形となり、共通の大気に包まれている。連星附近の重力場は、単独星より複雑であるから、自転に依り遠心力が加わり、大気中には複雑な gas 流れがあり、特に $F\ star$ の背後から、公転方向に、北極の様に gas が渦巻いている。200 km の鉄の禁制線 [Fe III] が見られる。これは、主星の吸収線の様に公転に伴って波長の周期的変動を示すものから、これが加った大気に依り起ることを推論される。当然のことであるが、この星の 200 km を見ると、禁制線の波長のすべり、観測に複雑である。是れは、公転速度と公転距離との関係による波長の変化、profile の変化等を説明し、之を dilution effect などの理論的解釈は星の核の存在を暗示するものである。

§ The Formation of the Extended Envelope.

一般に恒星は有酸素には、急速な自轉を以て、その中心部、O. Struve or 柄摘に於ては、この自轉に相違心力、ガスが流出して Envelope を形成する一つの要素である。

その一つ、次に最も重要な要素は、輻射に於ける圧力 radiation pressure である。星の内外から周囲の空間に流出する輻射は、尤もに上方に逸散する圧力を及ぼす。この輻射圧は、高温の星では、如く見られる現象である。地球大気については勿論、太陽の様な星でも、その問題には掛かる。

地球の内部に於ては輻射は、Planck の温度輻射であり、星の受ける圧力は、一般吸収に於て受ける圧力である。 所謂輻射

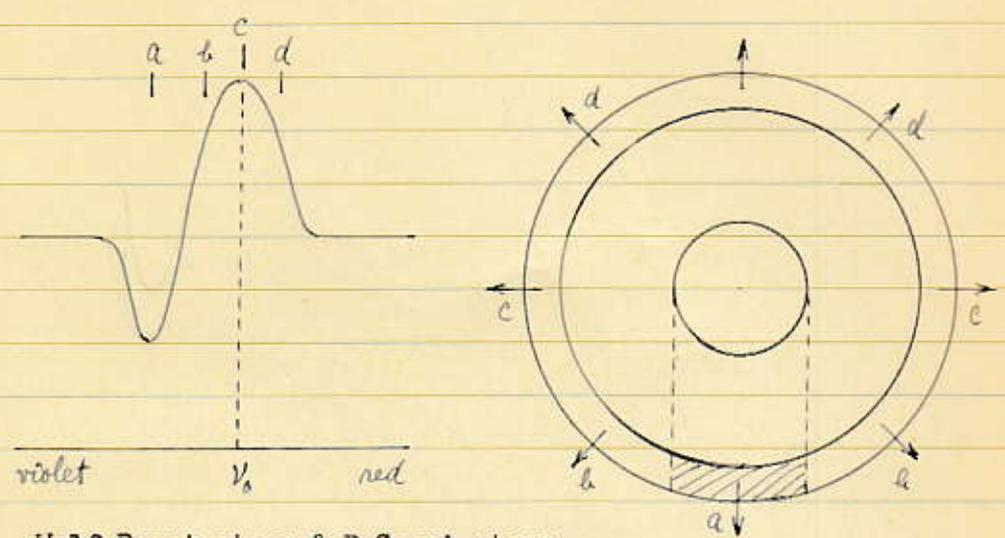
所謂大気層に働く圧力は之と異なる。星の大気は、組成の大部分は H である。Metal: H $\sim 1:10000$ 以上である。故に輻射圧も水素大気によるものである。惑星放射線の光子が、大気では、Rosseland cycle の流を働かす。Lyman limit より短波長の輻射は、尤も長波長の L_{α} 等の線に轉化する。所謂星雲散は、 L_{α} に於て非常に不透明な層を形成し、 L_{α} は、殻内に蓄積してある圧力を及ぼすことになる。(O. A. Ambargumian, M.N., 95, 469, 1935) この圧力は、星外層の圧力の一系統にも属するもので、星外層輻射反では、星の重力に匹敵する位である。星雲散は L_{α} に於て急に加速する霧散に掛かることになる。

之が核の中心部の Be 星 である。この星は、Rosseland cycle は、尤も働かす。Rosseland cycle $\rightarrow L_{\alpha} \rightarrow$ 逆 cycle L_{α} の蓄積は抑制、(O. Struve, Ap.J., 95, 134, 1942).

地球程度の数倍の大きさの大気では、 L_{α} は、尤も弱く、星外輻射圧の程度に過ぎないが、大気の核部では、 L_{α} の圧力は増す。且つ、大気中の L_{α} の蓄積は、大気層内に在るに留まることになる。

(S. Miyamoto; 基礎科学, ~~子 No. 4, 336~~, 1949)
No. 11

§ 2. The outflow of matter from the stars.



I. Wolf-Rayet stars & P Cygni stars.

Wolf-Rayet 星、P Cygni 星の観測から、これらの星から連続的に物質が流出していることが判る。この結論が得られた主な事実を列挙してみよう。

1). この星のスペクトル中の line contour は上図の形を持つ。この形は contour は、星から放出される envelope で line が形成されることを示すのが最も自然である。Doppler 効果による、輝線は狭くなり、また同時に接点の envelope の部分で作られる吸収線は紫へずれる。

2). 新星のスペクトル中の line は類似の contour を持つ。新星は疑いなく、物質を放出する天体である。また、新星のスペクトルは“時間的に着くは変化しない”が、それは envelope がもたせたり外れたりするため、星の表面から物質が連続的に流出しているからであると思われる。この過程により、星の周りにほおぼした envelope を作り、その中の物質は絶えず更新されている。

3). 若い輝線の増幅は Doppler 効果によるものとすれば、line の幅は、 $\Delta\lambda = 2v\lambda/c$ と仮定すれば、線の λ と $\Delta\lambda$ の関係は、これらの星に当てはまる。星からの物質の流出速度が v であると決まる。

- 1000 km/sec (Wolf-Rayet 星)
- 100 km/sec (P Cygni type 星)

4. Wolf-Rayet星のあつものは近接連星の成分であるか? この場合、分光学的、測光学的な現象を説明するために、これらの星が星と巻き込んだ大気の中を動いていると考える必要がある。

Wolf-Rayet星やP Cygni星に拡大したエンベロープが存在していることは、その輝線の惑星状星雲と同様の蛍光作用 (fluorescence) によるものである。蛍光が起るには、稀薄因子が小さくなければならないが、拡大エンベロープではこの条件は満たされる。しかし、これらのエンベロープの稀薄因子は、惑星状星雲ほど小さくはない。輻射過程が星雲に比べてより複雑になることが期待される。

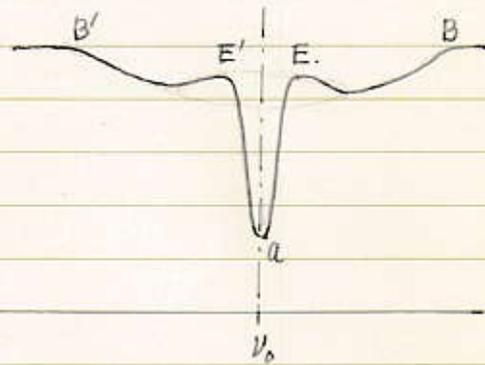
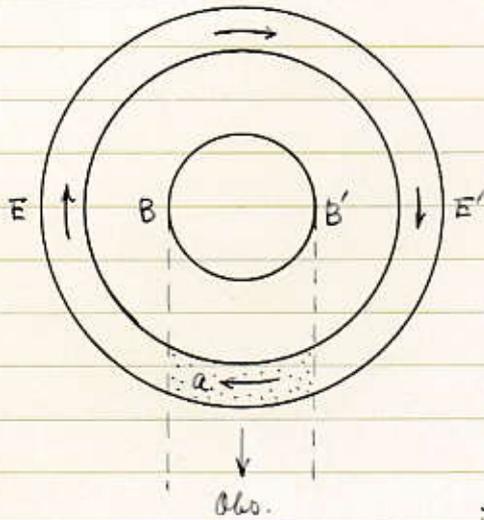
星から放出される原子の減速は、減速した原子を確かめることは重要である。これにより、幾つかのスペクトル profile の解析から得られ (83)、他の方法も次のようである。

この envelope 中の輻射過程も、根本的には、惑星状星雲中でのときと変化する。envelope 中にも、星雲中に同様の輻射の成層があるに違いない。即ち、高電離 potential の原子線は、低電離 potential の原子線に比べて、envelope の深層で作られるに違いない。後述、若し、envelope 中の原子が減速したのであれば、線の幅は、電離 potential の大小線ほど大きく、減速した原子は、potential が小さい線ほど大きく影響する。

幾つかの Wolf-Rayet 星の envelope	星	He I.	He II.
中の He I ($\lambda 5876$) と He II ($\lambda 5411$) 輝線の幅を測定する。右表のようであるが、	HD 192163	1815	1550
明らかに中性線の方が電離線より広く、	199230	985	520
Wolf-Rayet 星の envelope 中の原子	192103	1290	975
が減速していることが判る。	184738	1075	540

II. Be stars.

Be 型星の物質の放出は、拡大 envelope を持つ。そのスペクトル中に輝線と吸収線がある。そのスペクトル中の多くの特異性はこれによる。



幅広の吸収線輪郭 (B-B') の。この量は急速に自転していることが判り、赤道部における自転速度は、数百 km/sec に達する。星の放射物質で作られた拡大 envelope も自転している。これは、恒星作用で輝線 (E-E') が生ずる。放射物質の自転速度は、(角運動量保存の法則) 星の自転速度の減少し、後、輝線 (E-E') は重複している吸収線 (B-B') より幅が狭い。

Be 型星の急速な自転の速い力での物質の放出は、おぼろげと単純に考えられるが、自転自体が放出の原因ではない。それは、Be 型星の輝線スペクトルが時間とともに不規則に変化する (時には全く消失する) ことである。この放射物質の放出も不規則である。自転の結果、物質が放出される時、この放射は不規則である。

Be 型星の物質流出はかなり弱い。これは、特別の場合を除き、envelope の存在は、星の連続スペクトル内の energy 分布に強影響を及ぼさないことである。近似的には、Be 型星はスペクトルは、多少、B 型星と輝線と重複と見せしめられる。後、Be 型星の envelope は、大気の上層の役割を果しており、これは、Wolf-Rayet 星や P Cygni 星とは異なる。後者は、その envelope が星自体と見せしめられ、非常に大いかに大気と見せしめられ、星の光球としての役割を果していることである。

単位時間中に、どれ位の物質が星から放出されるかを推定してみよう。
 星の中心からの距離 r の處における密度、速度をそれぞれ $\rho(r)$, $v(r)$ とすれば、
 envelope の處で、単位面積を通過し、 dt 時間内に流出する物質量は、明
 かに、 $\rho(r) \cdot v(r) \cdot dt$ である。従って半径 r の全球面から dt 時間内に
 流出する物質量は、

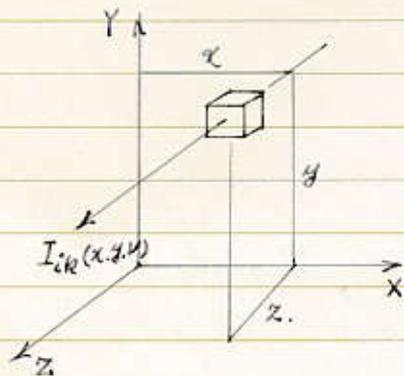
$$dM = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) dt. \quad (1)$$

とす。 dM/dt を推定するため、 r は、太陽の半径、 $\rho(r)$ は、
 太陽層外部の密度 $\sim 10^{-11} \text{ g/cm}^3$ 程度 (ρ が低い、後ほど修正する) と
 する。 (1) より、Wolf-Rayet 星、P Cygni 星は、1 年間に、ほぼ太
 陽質量の 10^{-5} 程度の物質を失うと推定される。これは大量の物質
 が、毎年、星から失われる。星の進化の段階で、Wolf-Rayet 星、P Cygni
 星の状態に存在する程か、従ってこの星の数が少なくなることを説明する
 ことができる。

§ 3. The emission-line contours.

スペクトル中の輝線 profile を調べるに、星から放射される物質の運動について重要なことが判る。

一般に運動している envelope には製作された line profile を理論的に求めることは非常に困難である。その運動速度が、原子の平均の熱運動の速さよりかなり大きい場合には、line profile は幾分か容易に計算できる。それは、この時には、line profile に影響する要素の中、envelope の運動以外のものを無視して計算することができる。しかも、この場合に限って、line profile の観測から envelope の運動の特性を求めようとする問題を、かなり確実に解くことができる。この条件は、Wolf-Rayet 星、P Cygni 星、Be 型星（先期新星）の envelope で、非常に一致して満たされている。



今星の中心に原点があり、Z 軸が観測者に向う XYZ 座標系を考える。原子が第 k 単位から第 i 単位へ遷移してできる輝線 profile を決めるため、先づ星の disk の座標 x, y の点からくる輝線内の振動数 ν の輻射の強度 $I_{ik}(x, y, \nu)$ を計算する。すなわち、観測者の方向へ、

(単位立体角に) 放射される振動数 ν の全 energy H 、

$$E_{ik}(\nu) = \iint I_{ik}(x, y, \nu) dx dy \quad (1)$$

で求められる。

すなわち、envelope の与える line に対して透明か不透明かを、前より決めることができる。このため、定積放射係数 $\epsilon_{ik}(\nu - \nu_{ik})$ の他に、定積吸収係数 $\alpha_{ik}(\nu - \nu_{ik})$ を導入する。ここで ν_{ik} は、一般に、観測者に対して運動している今の体積要素には、放射される line の中心振動数を表わす。この振動数は、観測者に対して静止している体積で作られた line の中心振動数 ν_{ik} に比べて

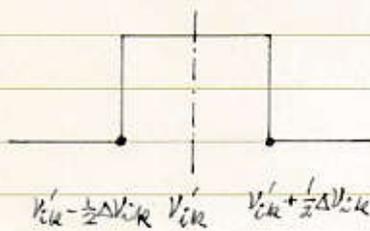
$$\nu'_{ik} - \nu_{ik} = \nu_{ik} v_x / c \quad (2)$$

だけ表位に在る。こゝで v_x は、考えうる体積要素の運動速度の x 軸への射影である。 E_{ik} は、 1 cm^3 中の放射原子数 $N_k(x, y, z)$ に、又 α_{ik} は、 1 cm^3 中の吸収原子数 $n_2(x, y, z)$ に比例するものである。

輻射強度 $I_{ik}(x, y, \nu)$ とは、

$$I_{ik}(x, y, \nu) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{ik}(\nu - \nu'_{ik}) \exp\left[-\int_z^{\infty} \alpha_{ik}(\nu - \nu'_{ik}) dz\right] dz \quad (3)$$

を得る。この式を書くと、envelope内のvelocity fieldは関数に何れも推定をしない。すなわち、上式の右辺に、envelopeの運動速度の原子の熱速度を疊りに上乗せし、仮定する。この場合、 ν の複雑な函数である E_{ik} , α_{ik} を、それぞれ精度を落して、もと単純な関数に扱ふことができる。実際的に、 E_{ik} , α_{ik} の量の振動数領域 ($\nu'_{ik} - \frac{1}{2}\Delta\nu_{ik}$,



$\nu'_{ik} + \frac{1}{2}\Delta\nu_{ik}$) の中で、零でない一定値。この領域外で零であると考えよ。こゝで

$$\frac{1}{2}\Delta\nu_{ik} = \nu'_{ik} u/c \quad (4)$$

で、 u は、原子の平均熱速度である。

上の仮定から、振動数 ν の輻射の envelope 全体から観測者に何れも放射されるわけではなく、唯、振動数 ν に対応する視線速度の表面の両側に在る或る領域の envelope だけが放射されることとなる。この表面の方程式は

$$\nu = \nu'_{ik} + \nu'_{ik} v_x(x, y, z)/c \quad (5)$$

の形を持つ。上に述べた領域の境界は、表面(5)から、視線に沿って (x 軸に沿って) 振動数 $\nu - \frac{1}{2}\Delta\nu_{ik}$ の変化に対応する距離に在ることは容易に推定される。こゝに、(3)式の代りに、

$$I_{ik}(x, y, \nu) = \int_{z_1}^{z_2} E_{ik} \exp\left[-\int_z^{z_2} \alpha_{ik} dz\right] dz \quad (6)$$

を得る。こゝで、積分の両限 z_1 , z_2 は、

$$\left. \begin{aligned} \nu - \frac{1}{2}\Delta\nu_{ik} &= \nu'_{ik} + \nu'_{ik} v_x(x, y, z_1)/c \\ \nu + \frac{1}{2}\Delta\nu_{ik} &= \nu'_{ik} + \nu'_{ik} v_x(x, y, z_2)/c \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$\frac{\epsilon'_{ik}}{\alpha_{ik}} = \frac{2h\nu_{ik}^3}{c^2} \frac{1}{(g_{k_i}/g_i n_k) - 1} \quad (15)$$

を得る。(15)式は、 n_k/n_i の Boltzman 式で置き換へた時、Planck 式に同じになる。

さうして、輝線 a profile は、即ち $\epsilon'_{ik}(\nu)$ の量を計算するには、envelope の運動分布と、吸収、放射原子の分布との両方を知らねばならない。次の節では、envelope の種々の部分に於ける原子のふるまいをどうに決められるかを知らねばならない。即ち、輝線 profile を計算する問題は、原理的には完全に解けることになる。そこで、さうして envelope に対しても成立するもの一般の考察をしよう。

第一に、envelope は一般に、2つの領域に分けられることに注意せねばならない：一つは、問題になる輝線内の輻射に対して不透明であり、他は、この輻射に透明なものである。先の領域では、 $2u\alpha_{ik}/|\partial\nu_k/\partial x|$ は1より大く、後の領域では1より小い。さうして、 $\epsilon'_{ik}(\nu)$ を求める積分(12)は部分的に2つの部分に分けられる：第一に、不透明領域に横切る表面(5)の部分に亘る積分：

$$\epsilon'_{ik}(\nu) = \frac{2h\nu_{ik}^3}{c^2} \iint \frac{dx dy}{(g_{k_i}/g_i n_k) - 1} \quad (16)$$

と、第二に透明領域(6)の表面(5)の部分に亘る積分：

$$\epsilon''_{ik}(\nu) = \frac{A_{ik} h \nu_{ik}}{4\pi \Delta \nu_{ik}} \iint n_k \frac{2u}{|\partial\nu_k/\partial x|} dx dy \quad (17)$$

である。即ち、横切る線内の振動数に対しては、 $\epsilon'_{ik}(\nu)$ の量が優勢であり、他の振動数に対しては、 $\epsilon''_{ik}(\nu)$ の量の方が優勢である。

次の問題は、非常に興味がある。観測される line profile なる、この線輻射に対する envelope の全透明性に関する何らかの結論を引出すことが出来るだろうか。若し、共通の上位準位から、2つの異なる下位準位への原子の遷移による生じた2つの線の profile を得れば、確かにこれから得られることが容易に判る。若し envelope とこの線の輻射に対して完全に

透明である。 (17) 式より、両線の距離が長 [即ち、 $(V - V_{ik})/V_{ik}$ の同じ値に近づく] である線内の強度は、比例が逆になる。他方、*envelope* の線は、線の輻射の吸収が起る。 (16) 式より、この比例が成立し、 ϵ が判る。従って、この比例が成立することは、*envelope* の線の輻射に対して完全に透明であるという結論を得られる。

これより、共通の上位準位を持つ又線の観測は何時でもできるはずと推測される。又、それが必要であれば判る。問題を解決するために、同じ原子の数の線の *profile* が得られるべきである。若し、*envelope* の線の原子の *subordinate line* の輻射に対して完全に透明である。 *envelope* は、恒星状態からこれらの線に輻射が起る方法、即ち第一準位から、光電離とそれに続く再結合で、この原子の線に輻射する。この場合、再結合の総数 N に対して、或る一つの線の遷移数の比は、*envelope* のどの線に対して同じである。換言すれば、 N_k である。 $N_k = N_k N_e N_+$ の形で表わすことができる。 N_k は *envelope* 内で変化する。この事実から、各線内の強度は、*subordinate line* に完全に透明な *envelope* に対して変化する。上記の比例条件を満すことができる。

さて、有用なために重要な一つの特別な場合を考察しよう。星からの物質の流出が、總ての方向に同じ強度で起ると考える。星を中心とした距離 r における物質の運動速度を $v(r)$ とし、物質の運動方向と、観測者の方向との角を θ とする。このとき、視線方向への斜射速度は、 $v_x = v(r) \cos \theta$ である。

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = \frac{dv}{dr} \cos^2 \theta + \frac{v}{r} \sin^2 \theta \quad (18)$$

が定数に得られ、(12) の代りに、

$$\epsilon_{ik}(v) = 2\pi \int \frac{\epsilon_{ik}}{d\Omega} \left[1 - e^{-2\alpha d_{ik} / (d^2 v/dr^2 \cos^2 \theta + (v/r) \sin^2 \theta)} \right] a da \quad (19)$$

$$\text{即ち、} \quad a = r \sin \theta \quad (20)$$

を得られる。(19) の積分は、星視線速度の表面

$$v = v_{ik} + v_{ik} [v(r)/c] \cos \theta \quad (21)$$

に \overline{v} とする。

若し物質の運動は envelope 内を進行する。(19) は

$$E_{ik}(r) = 2\pi \sin^2 \theta \int \frac{E_{ik}}{\alpha_{ik}} (1 - e^{-2\pi r \alpha_{ik} / v \sin^2 \theta}) r dr \quad (22)$$

但し $\cos \theta = \frac{c}{v} \frac{v - v_{ik}}{v_{ik}}$ (23)

とす。 (22) から、完全に透明な envelope の場合には

$$E_{ik}(r) = 4\pi (u/v) \int E_{ik} r^2 dr \quad (24)$$

完全に不透明な場合には

$$E_{ik}(r) = 2\pi \sin^2 \theta \int (E_{ik} / \alpha_{ik}) r dr \quad (25)$$

又は (23) を用いて

$$E_{ik}(r) = 2\pi \left[1 - \left(\frac{c}{v} \frac{v - v_{ik}}{v_{ik}} \right)^2 \right] \int \frac{E_{ik}}{\alpha_{ik}} r dr \quad (26)$$

とあることが判る。 (25) から、完全に透明な envelope は矩形 profile の輝線

を要する (a)、完全に不透明な場合は、物質線 profile の輝線を要する (b)。

總ての方向に同じ強度で、物質の連続放射の Wolf-Rayet 型星で起るのを考えよう。この星は

log t_m の輝線 profile を詳しく調べると、この場合 (HD 192793 星) には

line profile が矩形とあることが判る。このことは、線放射に於て、

envelope が完全に透明であり、

envelope に著しい運動傾斜があることを示している。しかし、通常、輝線 profile は、ある。このことは、星からの放射原子の加速、減速による、或は envelope の不透明性による不透明性による説明される。HD 192163 星の log t_m 中の He II $\lambda\lambda$ 4686, 5411, 4339 Å の profile を比較すれば、対応する点に於ける profile の縦軸標は比例に於ける。従って、この場合には、上の可能性の中、前者と同等に考えよう。(加速、減速)。この星に於て、envelope

中の速度分布は profile の形から計算される。

これより、Wolf-Rayet 星の envelope は、或る線に対しては確かに不明である。その中で、急激に下位準位から準安定状態の線は存在する。例として、He I の 3889\AA 線である。その下位準位 2^3P は、よく知られているように、極く長い寿命を持つ。従って Wolf-Rayet 星の spectrum 中のこの輝帯は、幅広く深い吸収線による紫側から急激に急激に 3889\AA 線に対しては Wolf-Rayet 星の envelope が大いなる光学の厚さを持つことを示す。

(2) 式を用いて、物質の放出が、急速に自転する星から起る場合に、この輝線 profile を決めることができる。この場合には、輝線 profile は Be 型星の spectrum 中に見られる線と同じ形であることを示す。これは計算から、Be 型星の急速に自転する星は、その物質の放出が、このように考えられる。この星の spectrum で観測される spectrum 線の強度や形の不規則な変動は、envelope 内の密度、速度の変化、即ち星からの物質放出の不規則性を説明する。

試験答案紙

(昭和) 年 月 日 (実施)

一般教育科目 専門科目 外国語科目	(該当を○)	
	授業科目名	組 年 生
学部 学芸部 小 年 中 年 生	経済学部 組 年 生	番号
氏名	氏名	氏名

β_{ik} 是より、簡単な物理的意味を持つ。即ち、 $4\pi \Delta V_{ik} E_{ik}$ は、単位電荷の場から出る放射の全エネルギーである。即ち、 β_{ik} は、 $2\pi \nu_{ik}^2$ の放射のエネルギーの割合に過ぎない。即ち、 β_{ik} は、 $2\pi \nu_{ik}^2$ の放射の場と電場の方向に不透明である。

$$\beta_{ik} = \frac{1}{2\pi d_{ik}} \left| \frac{\partial v_2}{\partial x} \right|_{av} \quad (31)$$

他、 $|\partial v_2 / \partial x|_{av}$ は、平均方向に積分した $|\partial v_2 / \partial x|$ の値である。即ち、 $2\pi \nu_{ik}^2$ の放射の場と電場の方向に透明である。 (即ち $2\pi d_{ik} / |\partial v_2 / \partial x| \ll 1$) の場合である。

$$\beta_{ik} = 1 \quad (32)$$

に等しい。この式 (30) を議論する。

日(施) 月 年 (昭和) 紙 案 答 驗 試

名	氏	号	番	部	組	年	生
				部	年	中	年
				部	小		
目	目	目	目	目	目	目	目
一般	教育	科	科	科	科	科	科
専	門	外	語	語	語	語	語
外							

§4. The Emission-line Intensities

これは前記の感見光強度に於いて輝線強度を計算した。これには、基底状態から原子の電離は、中心星からの輻射の作用で星雲内で起ると考へた。それに続いて、付随して電子の捕獲が起り、電子は高準位から低準位へと遷移し、量子的効果を伴う。その電子は、(主系列量子を除く) 殆ど必ず見光を放出する。この後事情、即ち、副系列線の輻射に於いて、星雲が完全に透明であるとは、輝線強度を決定するのに非常に容易にした。吾々は、この状況(即ち、原子の各エネルギー準位に於いて基底状態の條件を表はす) 更なる線形代数方程式の解に帰着したことを思い起さる。

例. Wolt-Kayer, P Cygni, Be 型星(新星も)のEUVの形成する輝線強度の計算を考へた。之等のEUVの輻射は、星雲と根本的には同じ方法で作られる。しかし、之等のEUVの内での原子の励起は、常に、見光に於ける程低くはない。この為、その中には、電離は、基底状態からばかりでなく、励起状態からも起ることがある。EUVは、副系列線の輻射に於いても不透明になるかも知れない。この様な条件下、(電離、再結合に伴って) EUVの中心星で形成された量子は、途中、非常に多くの散乱、分散等の過程を経て、外界に接近するに及ぶと、EUVから脱出出来る。それ故に、輝線強度を計算する問題は、この場合、各準位に於いて基底状態の条件と、各準位連続系に於いて輻射輸送式の両方から成る非常に複雑な連立微積分方程式の解

(該当を○)
 一般教育科目
 専門外国語科目

該() 目() 目() 目() 一() 専() 外()	授業科目名	学部 課程 小 年 中 大	経済学部 組 年 生	番号	氏名
--	-------	---------------------	------------------	----	----

以下の結果を仮定して求める。次の問題を解け

$$E_{ik} = A_{ik} h_{ik} V_{ik} (n_k \beta_{ik} \alpha V) \quad (40)$$
 加、この式の右辺に用いる。ここで、積分は αV の α に関する
 全体についてとる。 (40) 式の第 2 項で得られた (29) 式と
 同じであることは容易に判る。
 條件は、 αV の中の異号項で同じ i である。 (33) 式は、その
 特殊点では異号項を消す。条件は、 αV の
 外側の i 番目項で、これは電圧に於ける場合
 である。 αV のこの部分では、副級系列 (第 2 級)
 に対して完全に透明である。これは (33) 式の中で

$$\beta_{ik} = 1 \quad (i=2, 3, 4, \dots)$$
 とおくことができる。また、励起状態からの電離を無視し、
 (33) の代りに

$$n_i (A_{ii} \beta_{ii} + \sum_{k=2}^{i-1} A_{ik}) = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_e n + C_{if}(\alpha e) \quad (41)$$
 と得る。主系列内部では、 αV は、高次に不透明、即
 ち、 $\beta_{ik} \ll 1$ である。 (41) 式から判る様に、大抵誤差
 もなく、第 2 項を第 2 項の項に於いて $\beta_{ii} = 0$
 とおけることができる。このため、 αV の外側の i 番目項に於いて

$$n_i \sum_{k=2}^{i-1} A_{ik} = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_e n + C_{if}(\alpha e) \quad (i=3, 4, 5, \dots) \quad (42)$$
 と得る。 (42) 式は既に第 IV 項の項である。そこで、この
 式の解は、水素原子に於いて見られる Balmer decrement
 の計算である。これは、電子温度に於いて $H\alpha/H\beta$
 $= 3$, $H\alpha/H\beta = 0.5$ と判ることを思ひ出す。
 他方の極端な場合は、第 2 級系列の第 2 項に於いて
 不透明な αV の部分に於いて得られる。この場合
 β_{ik} の値は (31) 式を適用して得られる。これは (33) 式に

名	氏		号	番
	部	組		
授業科目名	部	年	課	程
	学	中	小	年
(該 冊 當 冊 号)				
一般教育科目 専門科目 外国語科目				

(49) 式を用いて、星の半径 $r = 10^{-7}$ の内界 (即ち、“光球”の表面) に於ける自由電子の密度を推定することになる。Wolf-Rayet 星大気の中で最も多い元素は H のみであり、 H のみの原子は、主として H^+ (陽電離) の状態にあることを考慮し、 $n_e = 2n_H$ とおることになる。従って、(49) 式を電離 H のみの A_{4686} 係数に適用し、

$$E_{34}' = 4\pi A_{43} h \nu_{34} Z_4 \frac{1}{2} (n_e^0)^2 r_0^3 \quad (51)$$

を得る。他方、 $r = 10^{-7}$ の A_{4686} 係数に放射する $H\alpha$ の光子の観測から見出される A_{4686} の値を用いて

$$E_{34}' = \frac{8\pi^2 r_0^2 h (\nu_{34})^4}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu_{34}/kT_*} - 1} A_{4686} \quad (52)$$

と表すことができる。(51)(52) から

$$A_{43} Z_4 (n_e^0)^2 r_0 = \frac{4\pi (\nu_{34})^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu_{34}/kT_*} - 1} A_{4686} \quad (53)$$

を得る。(53) 式から n_e^0 を決めるために星の観測から A_{4686} の値の他に、光球の半径 r_0 、星の温度 T_* を知る必要がある。不幸にも、星の量は、Wolf-Rayet 星に於いて、定量的には知られていない。しかしながら、 n_e^0 は、(53) 式に n_e^0 を代入して、 n_e^0 の推定のために、星の量の精密な値は、必要がない。星は、 $r_0 = 5r_\odot$ 、 $T_* = 50,000^\circ K$ とおこう。Wolf-Rayet 星に於いて A_{4686} 量は、 $H\alpha$ の幾らと等しい値を持つ (例へば、HD 192163 星に於いて $A_{4686} = 0.047$) 星の値を用いて、(53) から $n_e^0 = 1.4 \times 10^{12}$ を得る。この値は、Wolf-Rayet 星に於いて毎年放射される物質の量を決めるのに上で既に用いられた。