

Part 7. Stars with bright spectral lines.

Chapter 14. The formation of emission lines.

Chapter 13

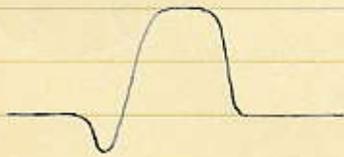
The Formation of Emission Lines

§ 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。そのスペクトル H, He I, He II, C III, N III などは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り現れている。



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異に考えられる。

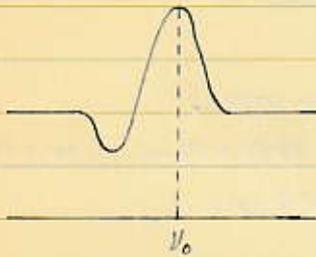
{ Nitrogen series. WN : 種々の電離状態の N があるが C, O は無い。
 Carbon series. WC : 種々の電離状態の C, O があるが N は無い。

∴ 10 年程の間に Wolf-Rayet 星の成分星である好年令連星の発見が、その中の一、食連星として HD 193496 がある。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一つである。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。この星のスペクトルは

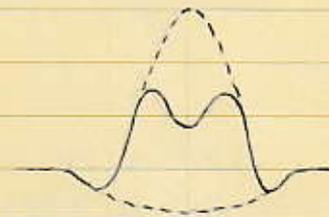
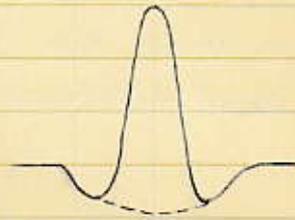


は、中心振動数に対してほぼ対称に輝線が見られ、紫側には吸収線がある。輝線の幅は Wolf-Rayet 星程広くはないが、藍に吸収線は遙かに強い。この型の星は、単に輝線を持つ B 型星ではない。

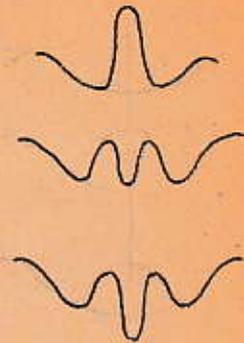
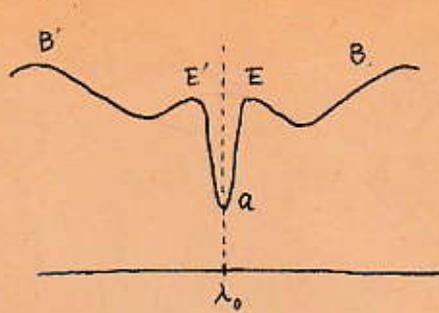
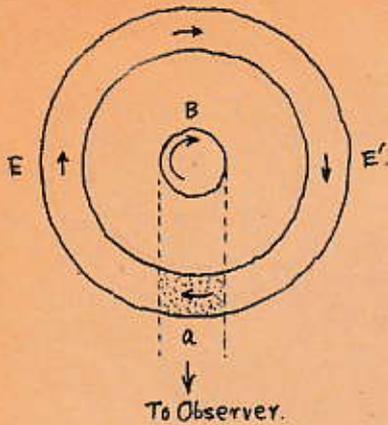
(iii) Be type stars.

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 1 本のこともあるし、中央の更に凹んで二本に分れていることもある。

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、星の色が微妙に変化するのが観測される。



§. Stars with Stationary Shells. (Be Stars)



より種々の星の周りに稀薄な環や殻がある。その200km中のHの線深さが推定される。後のBe星 例として Sauri。この線深さには Balmer series の最初の線、104 以外の Balmer series には H α , H β , H γ 位で H δ 以後は、唯吸收線だけである。He は稀薄な線深さにあるが、Metal、特に Fe II は層着した線深さがあり、その上に鋭い吸收線が重複する。

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 の環の赤道帯に gas ring がある。この線深さの差は、



Mg II, He I 等の幅広い線は、急速に自轉する星から、生ずる。(H の強い線は、主に Starke 効果から) 及び線幅



線幅は自轉の速度、上の吸收線より稀薄な線深さ



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

多くの Be 星は明瞭に spectrum の変化を示す。

線深さの変化 \rightarrow gas 殻の厚さ変化

両線深さ E, E' の相対強度の揺動 (V/R variation) \rightarrow gas 殻の膨張

§. Sauri

I.P. の強い鋭い吸收線 (H, Ni II, Fe II, Si II, He I 3965) \rightarrow 急速に自轉する星

I.P. の弱い幅広い吸收線 (He I の大部分の線) \rightarrow 自轉する星

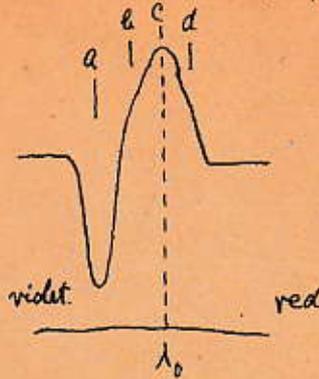
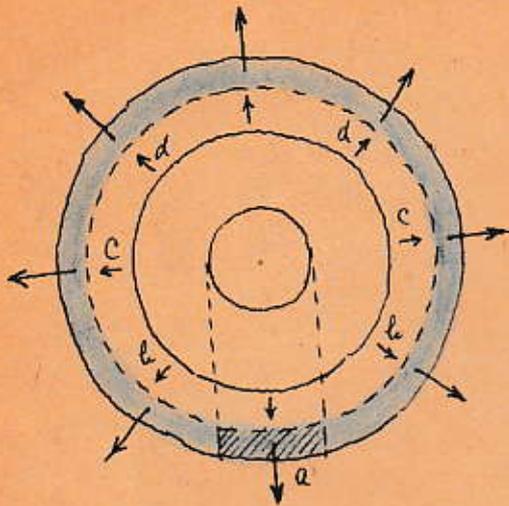
He I 3965 \rightarrow 星殻 (§2) \rightarrow $w \sim 0.01 \rightarrow v_r \sim 5$

吸收線の幅から自轉速度 (Doppler effect) \rightarrow 200 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 など、強い吸収線と短波長側の線を持つ。また、He I line の短波長側の線を持つ。



光学的に極薄の層の大気層を持ち、同じ質量の及新層の光を全く遮りていない。

II
Si II (16.3 eV), He II (54.2 eV) の層:
I.P. に近い原子が下の層に stratification
を示す。層の厚さに依り atom が分れる。

I.P. の大きい atom は、高温の下層で、
I.P. の小さい atom は低温の上層で
層起る。

表の様に、吸収線の波長が短く得る
ものは逆接連な(膨脹連な)は I.P. の
小さい程大きい。

Atom	I.P.	mean		mean V. (ab)
		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.

よこから、大気層の厚層に約程加速される。よこから知れる。

上図の如く典型的な profile を示す。吸収線は、短波長の大気層最上層で形成される。流出速度の大きい層に偏位し、吸収線は、短波長の下層で形成される。流出速度の小さい層に偏位し、吸収線は、短波長の下層で形成される。流出速度の小さい層に偏位し、吸収線は、短波長の下層で形成される。

よこから、流出速度の大きい層に約程加速される。よこから知れる。流出速度は外層で加速される。

2. Wolf-Rayet Stars.

P Cygni より更に高温で、もっと高速の流出速度を持つ。 α の γ 線には層子の放射線 α の γ 線 思へる程の幅の強い線が見える。管状には1200 の吸収線の全く認められず、又存在しても極く弱い。

線幅の幅を Doppler 効果による v の c 比で速さを換算すると流出速度は $500 \sim 3000 \text{ km/sec}$ である。

Zamstra の分析で温度を決定すると、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、その他の線も I.P. のために、高電離の付いたものばかりである。

{	WC star	C II の線幅が強く、N を欠く。	}	化学組成の相異
	WN star	N II の線幅が強く、C を欠く。		

半径、絶対光度、質量、などには判らざり、わかっている。通常 O 型星より幾分か小さい。恒星の星雲の中心星で Wolf-Rayet 星の α の γ 線を放射している。

3. 17 Leporis.

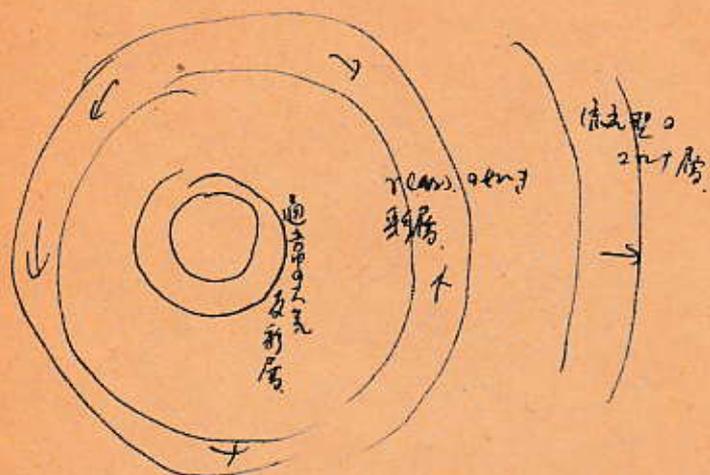
P Cygni 型の星であるが、流出大気層を透過し、 γ Cassiopeiae の様な
定常層が見え、更にその下に速く自転する球状星団が見えたり。

4. α Cygni.

超巨星である。 γ 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. Struve; Ap. J. 95 134. 1942.



2001km の外殻の相異 → 三層の異なる層の相異

P. Cygni 2+1層の厚く 下の層の欠如

α Cygni 2+1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2+1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決定されることになる。

高温星の大気—及彩層—は、この様に決まる。

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 II] が見られる。これは、主星の吸収線の様に公転に伴う波長の周期的変動を示すものから、この星が共通の大気に依り包まれていると推論される。当然のことであるが、この星の $200\ km$ を見ると、禁制線の波長のすばらしい複雑である。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、尤もに上方に強烈な圧力を及ぼす。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。

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

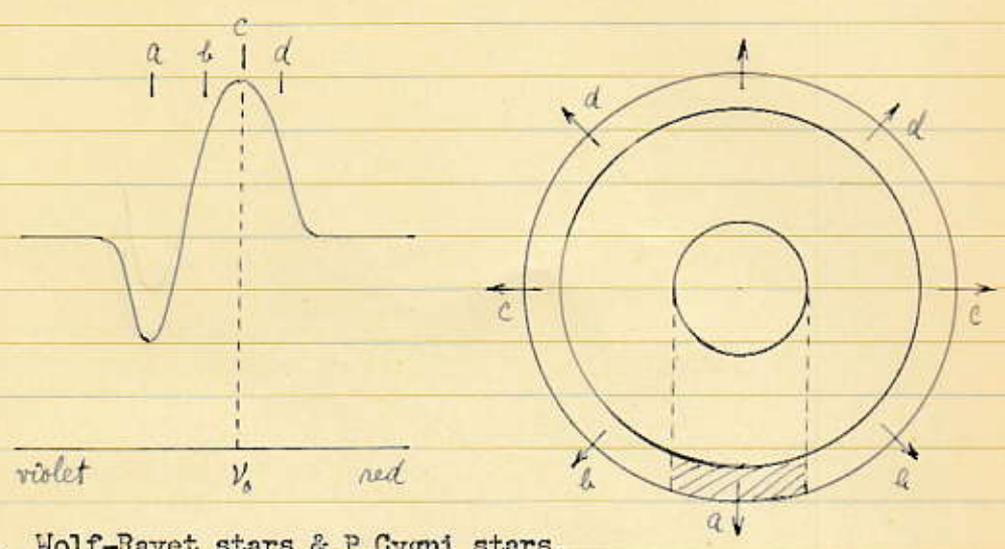
所謂大気層に働く圧力は之と異なる。星の大気は、組成の大部分は H である。Metal: H $\sim 1:10000$ 以上である。故に輻射圧も水素大気の場合に於ける大気層である。 惑星吸収帯の光子が放射された大気では、Rosseland cycle の流が働く。Lyman limit より短波長の輻射は、尤も長波長の L_{α} 等の線に轉化する。所謂星雲散乱は、 L_{α} に於ける非常に不透明な層に於ける L_{α} は、殻内に多量に蓄積してある圧力を及ぼすことになる。(O. A. Ambargumian, M.N., 95, 469, 1935) この圧力は、星外層の圧力の一系統にも属するもので、星外層輻射反作用は星の重力に匹敵する位である。星雲散乱は L_{α} に於ける急に加速した霧散に於けることになる。

之が核の中心部の Be 星 である。この星は、星雲散乱の Rosseland cycle は、星雲散乱に働かぬ。 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、大気の放射と共に L_{α} の圧力は増す。且つ、大気中の L_{α} の蓄積は、大気層内に於ける均等な圧力に於けるものと同様である。

(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、星が放射する 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、物質を放射する天体である。また、新星のスペクトルは“時間的に着くは変化しない”。それは、envelope がもたせたり外れたりするのではなく、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、星の周りに広範囲の 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 効果に起因すると考えられる。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 であると仮定される。

- 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E⁻の存在が認められることは、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。蛍光の起るには、稀釈因子が小さくなければならないが、拡大したE⁻の存在の条件は満たされる。しかし、これらのE⁻の稀釈因子は、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。

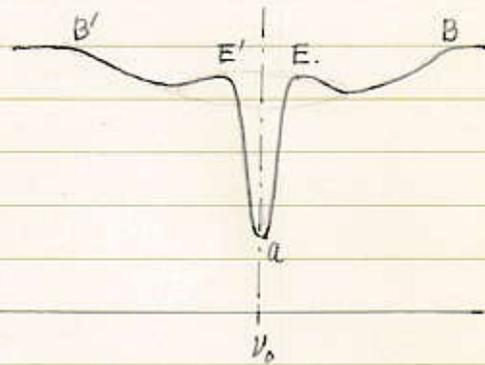
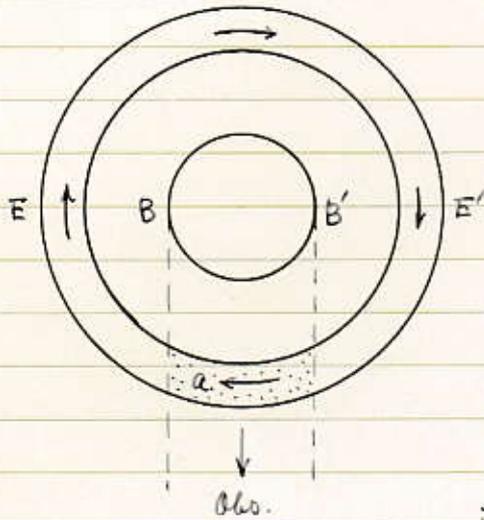
星から放出される原子の減速は、減速した原子を確かめることは重要である。これにより、幾つかのスペクトル profile の解析から得られる(§3)。他の方法も次のようにある。

この envelope 中の輻射過程も、根本的には、惑星状星雲中の原子と変化する。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原子であれば、線の幅は、電離 potential の大小線は逆になる。減速した原子は、potential が高い線ほどよく放射する。

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と、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 中の原子が減速した原子と推定される。	192103	1290	975
	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、従って、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、これは、おぼろげと単純に不可解である。

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 分布に強くと影響しなからいである。近似的には、Be 型星は、多少、B 型星と輝線と重複と見なされる。従って、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 が星自体と見なされ、非常に大いので、大気には有利でなく、星の光輝にその役割を果している。

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 のこの處で、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、

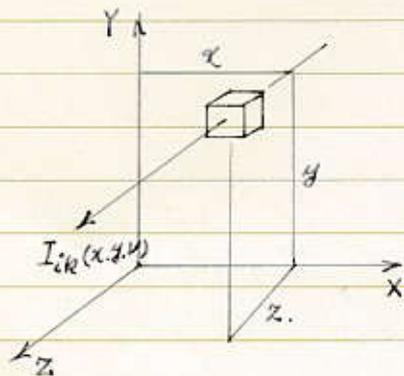
$$dM = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) dt \quad (1)$$

とす。 dM/dt を推定するためには、 r として、太陽の半径、 $\rho(r)$ として、
 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
 すると、(1) 式より、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、星から失われること、星の進化の段階で、Wolf-Rayet 星、P Cygni
 星の状態に存在することの程から、従ってこの星の数が少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 *a 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 には製作される *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* は算出が容易に計算される。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（若い新星）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 の座標系を考える。原子が第 k 単位から第 i 単位へ遷移して生ずる輝線 *a 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 が与える *line* に対して透明か不透明かを、前より求めなければならない。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る *line* の中心振動数 ν_{ik} に比べて

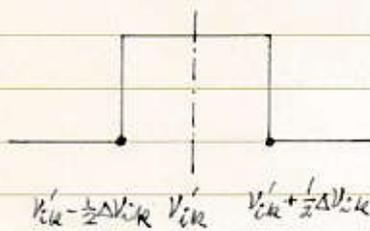
$$\nu'_{ik} - \nu_{ik} = \nu_{ik} v_x / c \quad (2)$$

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加の上 n と仮定する。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へる。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のではない。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が明らかである。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、視線に沿つて (x 軸に沿つて) 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、

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

の条件. 或は. (7) 也 $\frac{1}{2} \Delta V_{ik}$ の符号が異なると条件が定まる.

更に仮定に於て. 振動数 ν に輻射層の "厚さ" (即ち. $x_2 - x_1$ の差) 及び (特殊原子を除く). 比較的小さいと見做す. このとき. 吾等は. α_{ik} 也 E_{ik} 也 この層内で一定と取り. 表面 (5) における値に等しいと考へて置く. (6) 式の積分を行ふ.

$$I_{ik}(x, y, \nu) = (E_{ik} / \alpha_{ik}) [1 - e^{-\alpha_{ik}(x_2 - x_1)}] \quad (8)$$

を得る.

この式 (8) は. (7) の関係式から得られる. 其一方から地方を引く.

$$V_x(x, y, x_2) - V_x(x, y, x_1) = (x_2 - x_1) (\partial V_x / \partial x) \quad (9)$$

を用いて.

$$\Delta V_{ik} = V_{ik} |\partial V_x / \partial x| (x_2 - x_1) / c \quad (10)$$

を得る. これは. (4) 式から.

$$x_2 - x_1 = 2u / |\partial V_x / \partial x| \quad (11)$$

を得る.

以上求めた $I_{ik}(x, y, \nu)$ の表式を (1) に代入して. envelope の振動数 ν に放射層の全 energy $E_{ik}(\nu)$ と決まる. (11) を考慮し.

$$E_{ik}(\nu) = \iint \frac{E_{ik}}{\alpha_{ik}} [1 - e^{-2u \alpha_{ik} / |\partial V_x / \partial x|}] dx dy \quad (12)$$

を得る. 此を積分は. 表面 (5) 全体に亘る積分である.

(12) 式に現れる E_{ik} . α_{ik} 也 量は. 夫れ知らぬ次の方法で. 吸収原子. 放射原子の数 n_i . n_k を用いて表わされる.

$$E_{ik} = n_k A_{ki} h \nu_{ik} / 4\pi \Delta V_{ik} \quad (13)$$

$$\alpha_{ik} = \frac{n_i B_{ik} h \nu_{ik}}{c \Delta V_{ik}} \left(1 - \frac{g_i n_k}{g_k n_i}\right) \quad (14)$$

ここで. A_{ki} . B_{ik} は. Einstein の遷移係数である. A_{ki} . B_{ik} の同一関係を考慮に入れ.

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

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と一般の考察をする。

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、 $\epsilon_{ik}(\nu)$ を決める積分(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：

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

と、第二に透明領域(5)の部分に亘る積分：

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

である。即ち、垂直な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 から、この線の輻射に対する 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、 $(r - r_{ik})/r_{ik}$ の同じ値に近づく] である線内の強度は、比例がこれになる。他方、 r_{en} envelope 内の線の放射の吸収は、(16) 式より、この比例が成立し、これを利用する。この比例が成立することは、 r_{en} envelope の線の放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ことは明らか。又、それが必要であれば利用する。問題を解決するために、同じ原子の数の線の profile が得られることが分かる。若し envelope のこの原子の subordinate line の放射に対して完全に透明であるならば、 r_{en} envelope は、恒星状態がこれらの線に放射をおこなう方法、即ち第一準位から、光電離とそれに続く再結合で、この原子の線に放射する。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、 r_{en} envelope のどの線に対して同じである。換言すれば、 N_k という量は、 $N_k = N_k N_e N_+$ の形で表わすことができ、 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足する。

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。星の中心からの距離 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、

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

$$\text{よって} \quad a = r \sin \theta \quad (20)$$

を得る。 (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 \bar{v} とする。

若し物質の運動の envelope 内を渡り行く時は (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、拋物線 profile の輝線を要する (b)。

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

log τ の輝線 profile を詳しく調べると一の場合 (HD 193793 星) には

line profile が矩形とあることが判る。この場合、線放射に対して

envelope は完全に透明であり

envelope は著しい運動傾斜を示すことになる。しかし、通常、輝線 profile は、ある。この場合、星からの放射原子の加速、減速による、或は envelope の不透明性による説明される。HD 192163 星の log τ 中の He II λ 4686, 5411, 4339 Å の profile を比較すれば、対応する点における profile の縦軸標は比例にあり、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)。この星に対して、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、急激な下位準位から準安定な線は存在する。例えば、He I の 3889\AA 線である。その下位準位は 2^3P であり、これは非常に長い寿命を持つ。従って Wolf-Rayet 星の spectrum 中でのこの輝線の幅が深く、吸収線に似た紫側から急激な変化を示す。この線は Wolf-Rayet 星の envelope が非常に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、その物質の放出がどのように考えられるかを示す。この星の spectrum で観測される不規則な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 専門外国語科目 (該当を○)	授業科目名	学部 学芸部 小	課程 年中 年	学部 経済部 組	年 生	番号	氏名
	試験科目名	学部 学芸部 小	課程 年中 年	学部 経済部 組	年 生	番号	氏名

β_{ik} 是の量は、簡單な物理的意味を持つてゐる、
 4元 $\Delta V_{ik} E_{ik}$ は、單位電位の、電界の成分に對する全功
 $u^i - v^i$ の成分 β_{ik} は、 v^i の成分に對する電界の成分
 の割合に過ぎない。是れを、 v^i の成分に對する電界
 の總的方向に不透明である。

$$\beta_{ik} = \frac{1}{2u_{dik}} \left| \frac{\partial v^2}{\partial x} \right|_{av} \quad (31)$$

他、 $|\partial v^2 / \partial x|_{av}$ は、平均的方向に積分した $|\partial v^2 / \partial x|$ の
 値である。是れ v^i の成分に對する電界の總的方向に
 透明である (即ち $2u_{dik} / |\partial v^2 / \partial x| \ll 1$) の場合
 は、

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

に等しい。此の β_{ik} (30) を議論する。

一般教育科目 専門科目 外国語科目	該() 開() 当() 心() を()	授業科目名 物理学 中 小	学部 経済学	部 組	年 生	年 生	号 番	氏 名
-------------------------	--------------------------------------	------------------------	-----------	--------	--------	--------	--------	--------

以下の結果を次のように求める。次のように仮定

$$E_{ik} = A_{ik} e^{iV_{ik}} \left(n_k \beta_{ik} \alpha V \right) \quad (40)$$
 かつ、この形のものを(1)に用いる。ここで、積分は αV の α を積分
 全体にわたって行う。(40)式の第一項で得られた(29)式と
 同じであることは容易に判る。
 條件は、 αV の中の異号項では同じ i は $-i$ である。
 (33)式は、その積分項では異号項を消滅させる。条件は、 αV の
 外側の i は $-i$ である。これは、電位に於ける場合
 である。 αV の α の積分では、副級系列 (準の軌
 係) に対して完全に透明であることが判る。これは、(33)式の中で

$$\beta_{ik} = 1 \quad (i=2, 3, 4, \dots)$$
 であることが判る。また、励起状態からの電離を無視し、
 (33)の代わりに

$$n_i (A_{ii} \beta_{ii} + \sum_{k=2}^{i-1} A_{ik}) = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_e n + C_{if}(\alpha V_e) \quad (41)$$

$$(i=2, 3, 4, \dots)$$
 を得る。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)式から判ることは、大抵誤差
 もなく、第2準位を除く第2準位に於いて $\beta_{ii} = 0$
 であることが判る。このため、 αV の外側の i に対して

$$n_i \sum_{k=2}^{i-1} A_{ik} = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_e n + C_{if}(\alpha V_e) \quad (i=3, 4, 5, \dots) \quad (42)$$
 である。(42)式は既に第IV項で示された。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 $H\alpha/H\beta$
 $= 3$, $H\alpha/H\beta = 0.5$ であることが判ることを示す。
 他方の極端な場合は、第2準位の準の軌係に対して
 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)式を用いて求めることが判る。これは(33)式に

名	氏	号	番
部	課程	中	年 生
部	課程	小	年 生
科目名			
授業科目			
一般教育科目			
専門科目			
外国語科目			

上に説明した理論を数値と詳しく比較すれば、是の
 エバナーゴの多くの重要な特性が与えられる。例として、
 Wolf-Rayet星のスペクトル中の水素と電離ヘリウムの
 線強度の理論値と観測値を比較しよう。ここで、
 簡単のため、(また、観測結果の不精確性を考慮に入れて)
 Wolf-Rayet星のエバナーゴが、之等原子の副線系列
 線に完全に透明であると考へる。

是れ、エバナーゴが、與へられた原子の副線系列
 線に完全に透明であるならば、エバナーゴに於て、之
 等原子のどれかに放せられる光子は、

$$E_{ik} = 4\pi A_{ik} h \nu_{ik} \int_{r_0}^{r_1} n_k r^2 dr \quad (46)$$

で、こゝに、 r_0 は、エバナーゴの内殻境界、 r_1 は、同星の
 原子が電離したエバナーゴの表面の外殻境界の半径
 である。この場合、(42)式は、 n_k の値を決るのに役立つ。
 之等から、 $Z_k = n_k / n_e n_+$ の値が見出され、それは星
 の中心に依る。エバナーゴ中で星の中心に依ると考へれば、
 (46)式の代わりに

$$E_{ik} = 4\pi A_{ik} h \nu_{ik} Z_k \int_{r_0}^{r_1} n_e n_+ r^2 dr \quad (47)$$

を得る。
 積分(47)を計算すると、エバナーゴから放出される
 光子は、一定速度で運動する。是れ、(1)の関係から、
 エバナーゴ中の密度は、半径 a = 半径に逆比例して減少し、

$$n_e = n_e^0 (r_0/r)^2, \quad n_+ = n_+^0 (r_0/r)^2 \quad (48)$$

と表すことが出来る。こゝに、 n_e^0, n_+^0 は、エバナーゴの内
 殻境界に於ける n_e, n_+ の値である。(48)を(47)式に
 代入し、簡単のため $r_1 = \infty$ とせよ。

$$E_{ik} = 4\pi A_{ik} h \nu_{ik} Z_k n_e^0 n_+^0 r_0^3 \quad (49)$$

を見出す。

名

氏

号

番

部

部

部

部

目

目

目

目

目

目

(49) 式を用いて、星の半径 $r = 10^{-7}$ cm 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ヘリウムであり、ヘリウム原子は、主として二重電離の状態にあることを考慮し、 $n_e = 2n_+$ とおることになる。従って、(49) 式を電離ヘリウムの A_{4686} 線に適用し、

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

を得る。他方、 $r = 10^{-7}$ cm の A_{4686} 線に放射する球の一面、観測から見出される A_{4686} の量を適用し

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

と表すこととなる。(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) 式に二重電離ヘリウムの A_{4686} 量の値を用いて、 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、 $r_0 = 5r_\odot$, $T_* = 50,000^\circ$ とおこう。Wolf-Rayet 星に於いて A_{4686} 量は、恒星の幾らという程度の値を持つもの (例へば、HD 192163 星に於いて $A_{4686} = 0.047$) である値を用いて、(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。

一般教育科目
専攻科目
外国語科目