

ゼーマン効果について

加藤 賢一
大阪市立科学館

宇宙のあちこちに磁場に関連した現象が見られる。最も身近な地球磁場からはじまり、太陽表面の諸活動、あるいはパルサーまで、それは多岐にわたっている（次頁以下のレジメ1、2）。今回の研究会で西村昌能氏が発表された磁変星 H R 5049 は磁場を帯びた恒星の例である。恒星の表面から放射された光は磁場の中を通過する間に磁場の影響を受ける。観測家はその痕跡を探し出すことによって、磁場の強度や向き、あるいは表面での分布の様子を描き出そうとしている。

可視光が受ける磁場の影響は、通常、ゼーマン効果として観測される。これは磁場の影響がなければ1本の線として観測されるスペクトル線が3本かそれ以上に分岐する現象で、分岐の度合いが磁場強度に比例するのでそれを調べれば磁場強度が分かる。また、分岐した線は磁場の向きによってそれぞれ偏光するため、これから磁場の向きが分かる。太陽の場合、表面の小さな構造まで見えるので、このような解析も可能だが、恒星の場合には様々な強度あるいは方向の磁場が混在して観測されるので、平均的な磁場強度が観測されるのがせいぜいのところである。（レジメ3、4、5）

恒星磁場の観測は1950年代にBabcockが開始し、その後しばらく中断したが、最近ESO (European Southern Observatory) のMathysが精力的に行っている。偏光成分を分離して撮像する方式で（レジメ7、8、9、10）

磁場の中を通過する光の変化を記述する方程式は1956年に海野和三郎氏が最初に提唱し、その後、Beckersやその他の人々が改良して今日に至っている。一応、原理的にはこれで観測と理論を比較し、種々に物理量を得る基礎ができたことになる。（レジメ13、14、15、16、17）

磁場の特に強い恒星はすばり magnetic stars と呼ばれているが、有効温度の高低で大きく2種類に分かれる。高温のグループは Si 線が異常に強く、10000度前後からそれ以下の低温グループは Cr-Sr-Eu 線が異常に強い。周期的な変光とそれに伴う磁場変動を見せるものも多い。各元素によって強度変化のパターンが異なることもあり、大きな元素の大陸があって、それが自転により見えかくれるためではないかと解釈されている。（レジメ11）

筆者が調べた磁気特異星 HR7575 の場合、ゼーマン効果がスペクトル線を膨らます効果として現れており、通常の分光観測データ上で元素毎に注意深く線強度を測定することで、磁場の影響を見ることが出来る。（レジメ12）

ゼーマン効果について

加藤 賢一（大阪市立科学館）

1 天体磁場

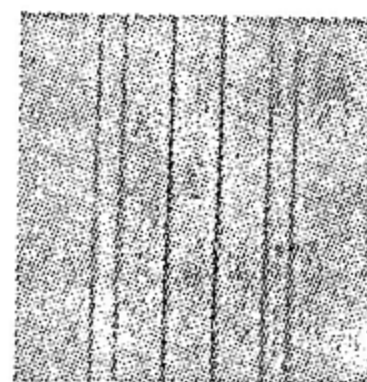
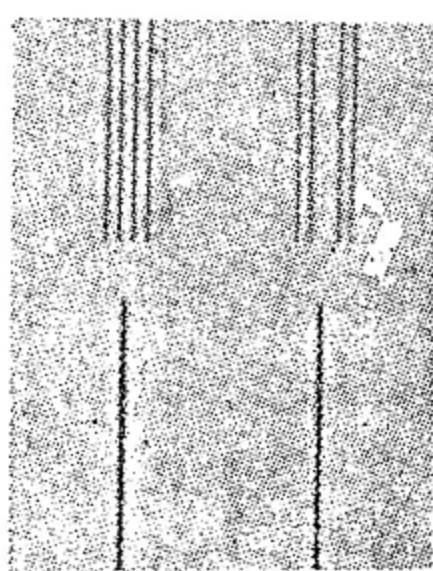
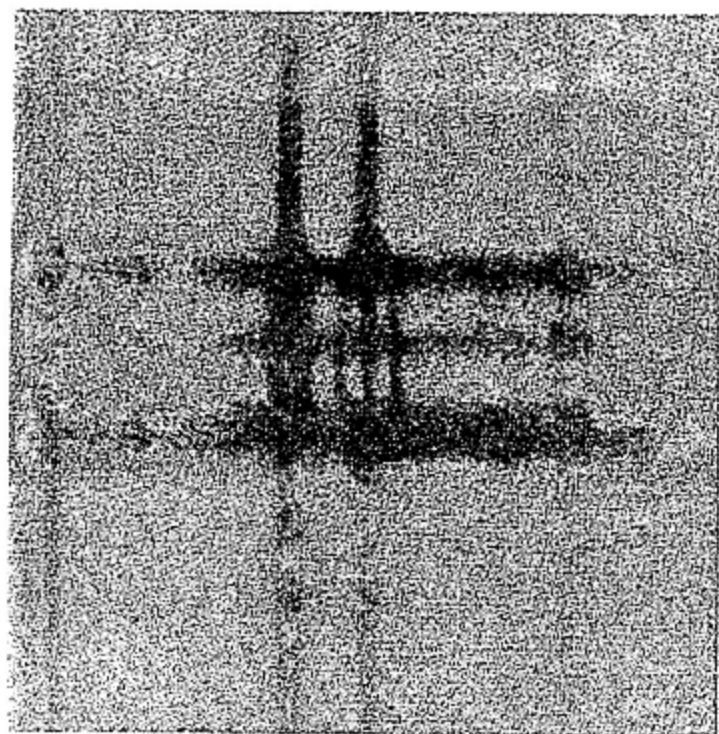
星間	$2 \times 10^6 \text{ G}$	♣磁場の強さ $H[\text{A/m}]$
地磁気	0.3 G	
太陽 光球	1 G	
太陽 プロミネンス	$5 \sim 100 \text{ G}$	♣磁束密度
太陽 黒点	2000 G	$1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$
磁変星	数1000 G	$\text{T} [\text{kg/s}^2 \text{ A}]$
パルサー	$10^8 \sim 10^{12} \text{ G}$	$= \text{Wb/m}^2$

2 現象

方位針
オーロラ
太陽黒点・フレアー
磁変星
パルサー雲
シンクロトロン放射
(宇宙ジェット)

3 ゼーマン効果とは？（1）

スペクトル線の分岐 \propto 磁場強度



(a)

(b)

(c)

- (a) Cd 線：6438.47 Å ($^1P-^1D$ 遷移) の正常 Zeeman 3重線；上は，磁場の方向に平行に振動する偏光成分（変位しないもとの線の位置），下は，磁場に垂直に振動する偏光成分で，前者に関して対称的に位置している。
- (b) Na の D_1 , D_2 線：5895.93 および 5889.96 Å ($^2S-^2P$ 遷移) の異常 Zeeman 分岐；下は，磁場のないとき，上は磁場のあるとき．偏光成分を (a) の場合のように分けることをしないで写してある。
- (c) Zn 線：4722.16 Å ($^3P_1-^3S_1$ 遷移) の異常 Zeeman 分岐；ここでも，偏光成分に分けることはしないで写してある。

図 39 磁場内のスペクトル線分岐 (Zeeman 効果) の例 [Back-Landé(6)]

4 ゼーマン効果とは？（2）

1) 正常、異常

正常ゼーマン効果 = π 1 本、 σ 2 本 ($S=0$ の 1 重線)

異常ゼーマン効果 = 3 本以上

2) 縦横効果

ゼーマン縦効果 = 磁場の方向から観測すると、
 π 成分は消失し、
 σ 成分のうち長波長側は右回り、
 σ 成分のうち短波長側は左回り、円偏光

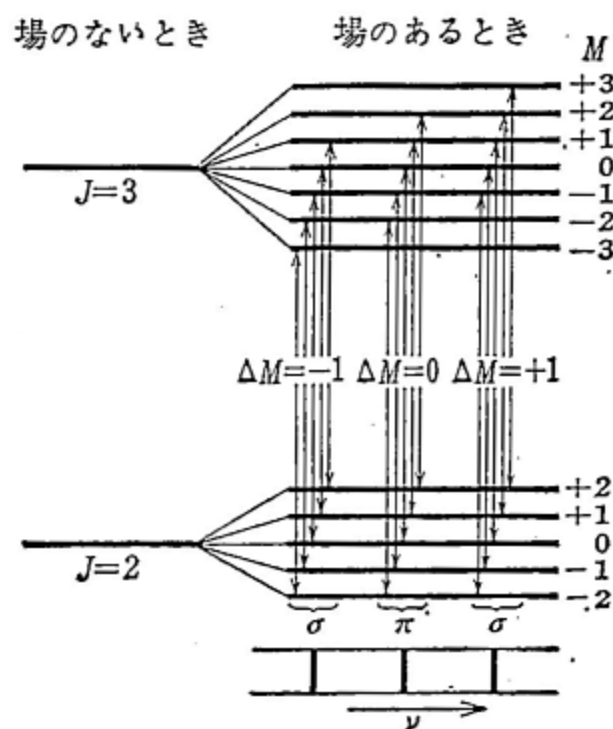
ゼーマン横効果 = 磁場に垂直方向から観測すると、
 π 成分は磁場に平行に、
 σ 成分は磁場に垂直に、偏光

3) 磁場内でのエネルギー

$$W = W_0 + h \nu M g \quad g: \text{Landé の } g \text{ 因子}$$

$$\nu = 1.76 \times 10^4 \text{ H } [/\text{s}] \text{ (H: [A/m])}$$

スペクトル線の分岐 \propto 磁場強度



上の準位図において、遷移を表わす矢印し線のうち、括弧でまとめたものは互いに長さが等しく、分岐像（図の下）では同一の線となって現われる。

図 44 結合 $J=3 \rightarrow J=2$ における正常 Zeeman 効果

5 ゼーマン効果の解釈

原子核 + 電子

電荷の回転 \Rightarrow 電流 \Rightarrow 磁石化 (磁気モーメント μ)
(スピン含む)

J

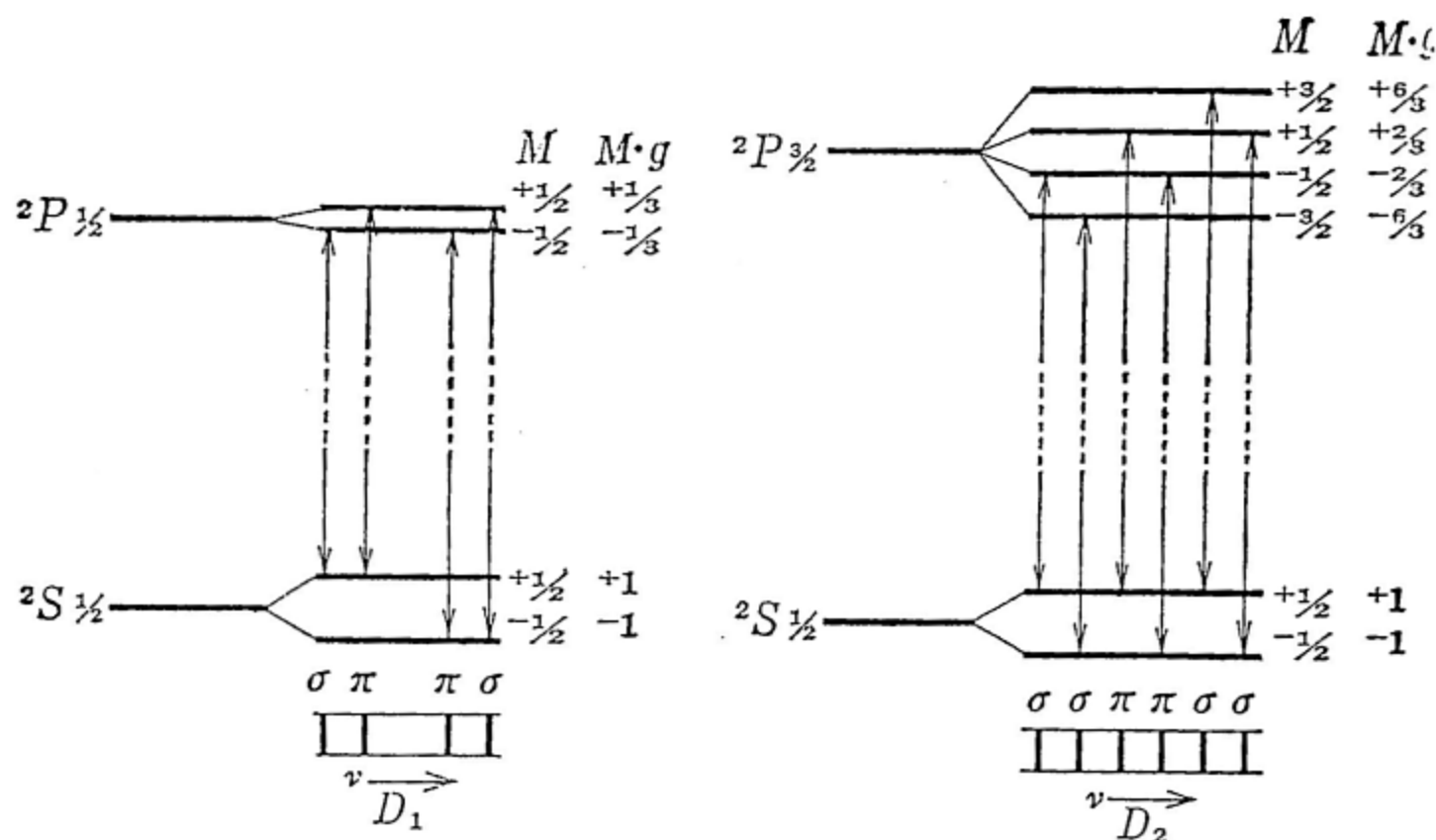
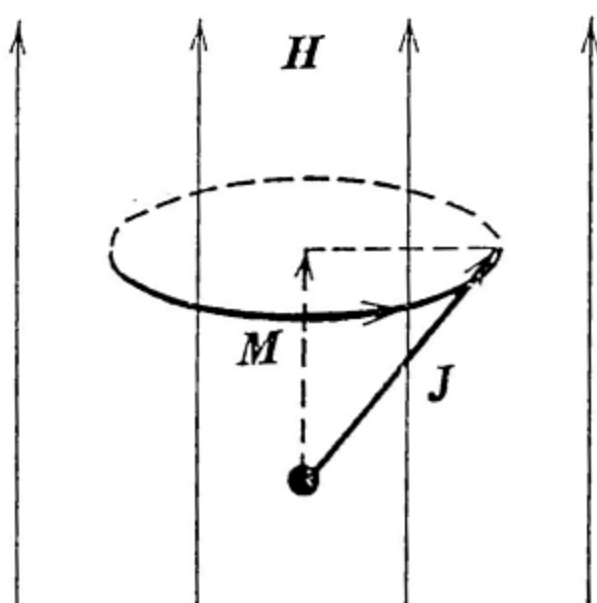
外場 H

J が方向量子化

$$M = J, J-1, J-2, \dots, -J$$

才差運動の回転数 $\nu_L' = \omega_L / 2\pi$
(2.11) 式を見よ.

図 40 磁場 H 内における全角運動量 J の, 場の方向を軸とする, 才差運動



σ と記された成分は $\Delta M = \pm 1$, π と記された成分は $\Delta M = 0$ に相当する. 図 44 とちがって, ΔM の等しい遷移の矢印し線が, 上の状態と下の状態とで分岐が異なるために, 同じ長さをもっていない. したがって, ここでは同じ 1 本の線として現われないことに注意せよ.
図 45 ナトリウム D 線 ($2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ および $2S_{1/2} - 2P_{3/2}$) における異常 Zeeman 効果 [図 39 (b), p. 98, を見よ]

6 いろいろなゼーマン分岐

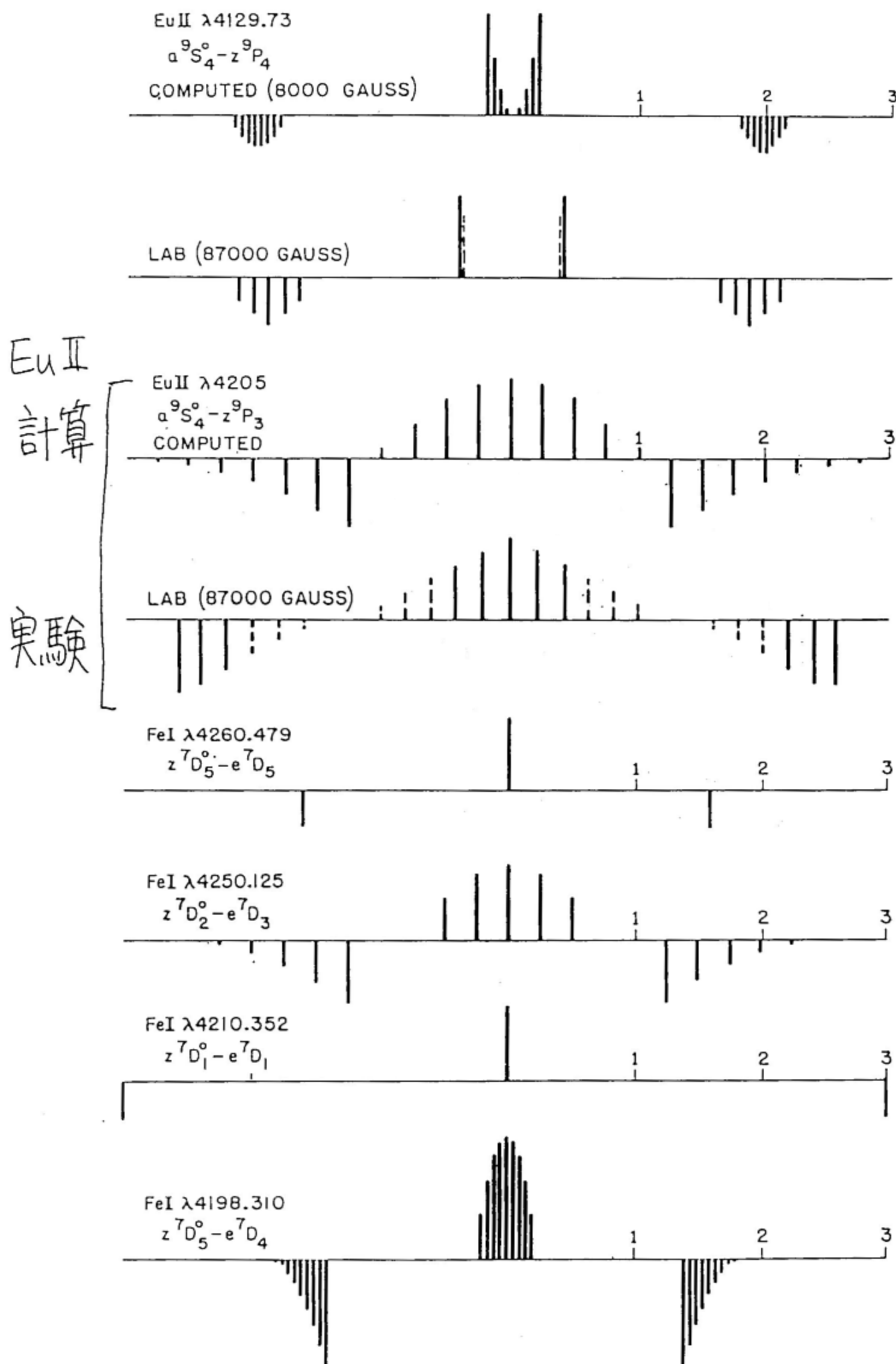


FIG. 1.—Zeeman patterns. The unit of displacement is the normal "Lorentz triplet." As is customary, the π components are shown above the axis, the σ components below. For the two lines of Eu II, computed (LS) patterns and observed laboratory patterns are shown.

7 恒星スペクトルのゼーマン効果 (1)

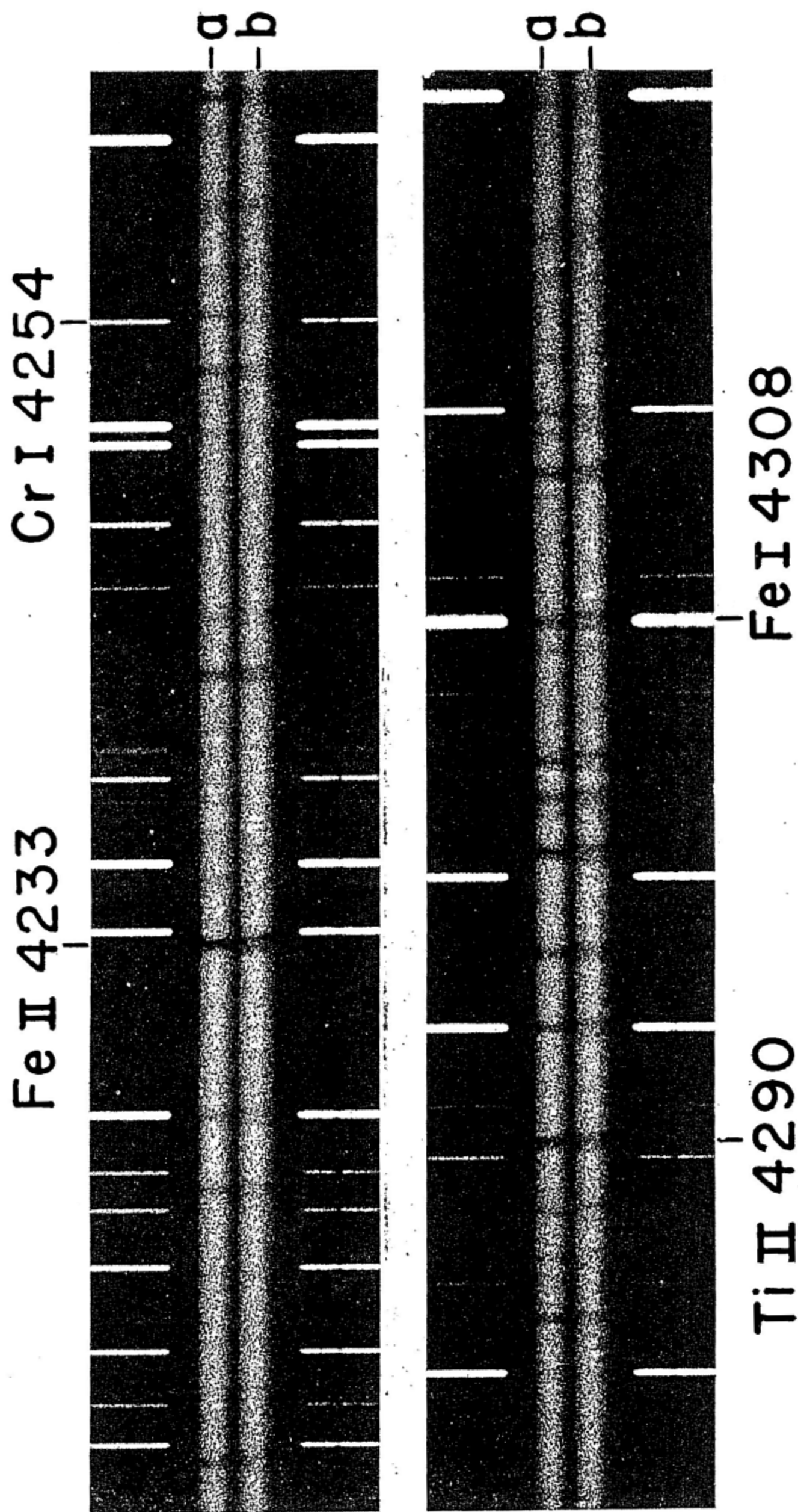


PLATE I.—Crossover effect on the lines in the spectrum of HD 32633. The profiles are sharper in spectrum *a* (left-hand rotatory polarization). In spectrum *b*, analyzed for rotatory polarization of the opposite sign, the lines are broadened or doubled.

8 恒星スペクトルのゼーマン効果 (2)

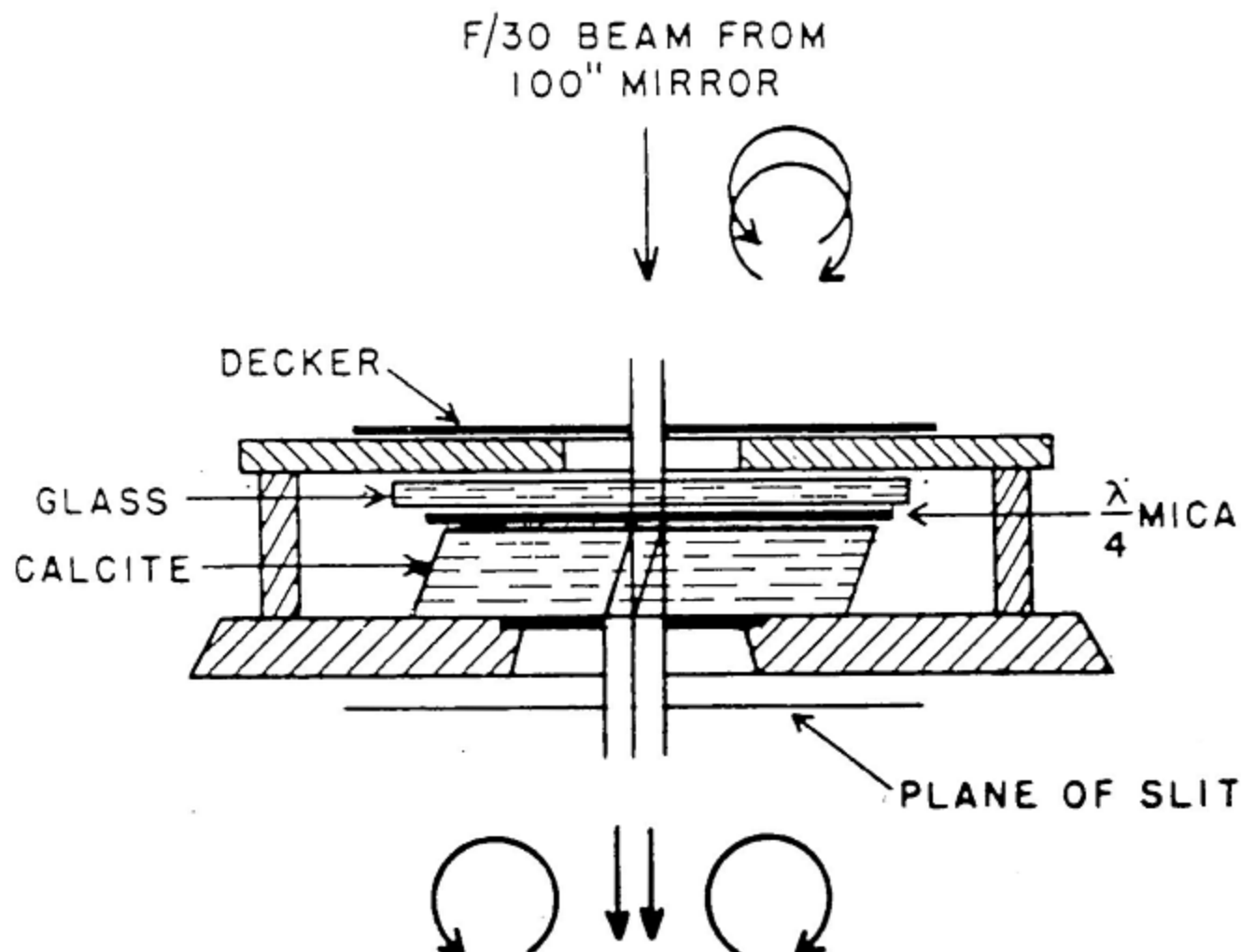


FIG. 2.—Differential analyzer for right- and left-hand rotatory polarization. Essential optics are a quarter-wave plate and a calcite crystal.

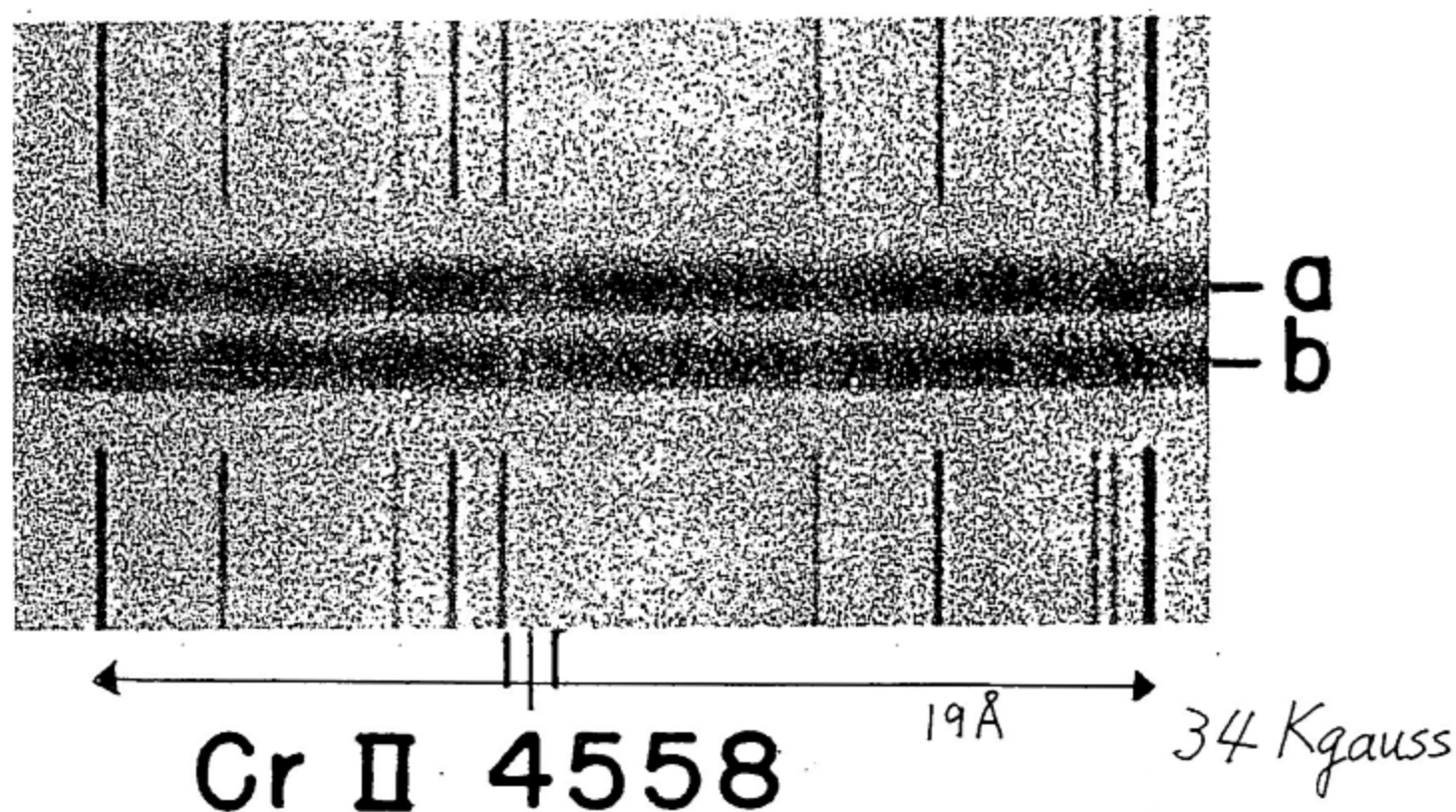


PLATE III.—Resolution of the Zeeman pattern of the line $\lambda 4558.659$ of Cr II in the spectrum of the star HD 215441. A magnetic-field intensity of 34,000 gauss is derived from the measured separation (0.81 Å) of the displaced (σ) components. The analyzer has rejected all left-hand circularly polarized light from spectrum *a* and all right-hand circularly polarized light from spectrum *b*. The fact that the central groups of π components are seen shows that the field is not purely longitudinal. The Zeeman pattern of the line is (0.05, 0.14, 0.24, 0.33) 1.00, 1.10, 1.19, 1.29, 1.38, 1.48, 1.57, 1.67, and the s value is 1.17. Obviously, the Zeeman effect is the predominant source of line broadening in this spectrum.

9 恒星スペクトルのゼーマン効果 (3-1)

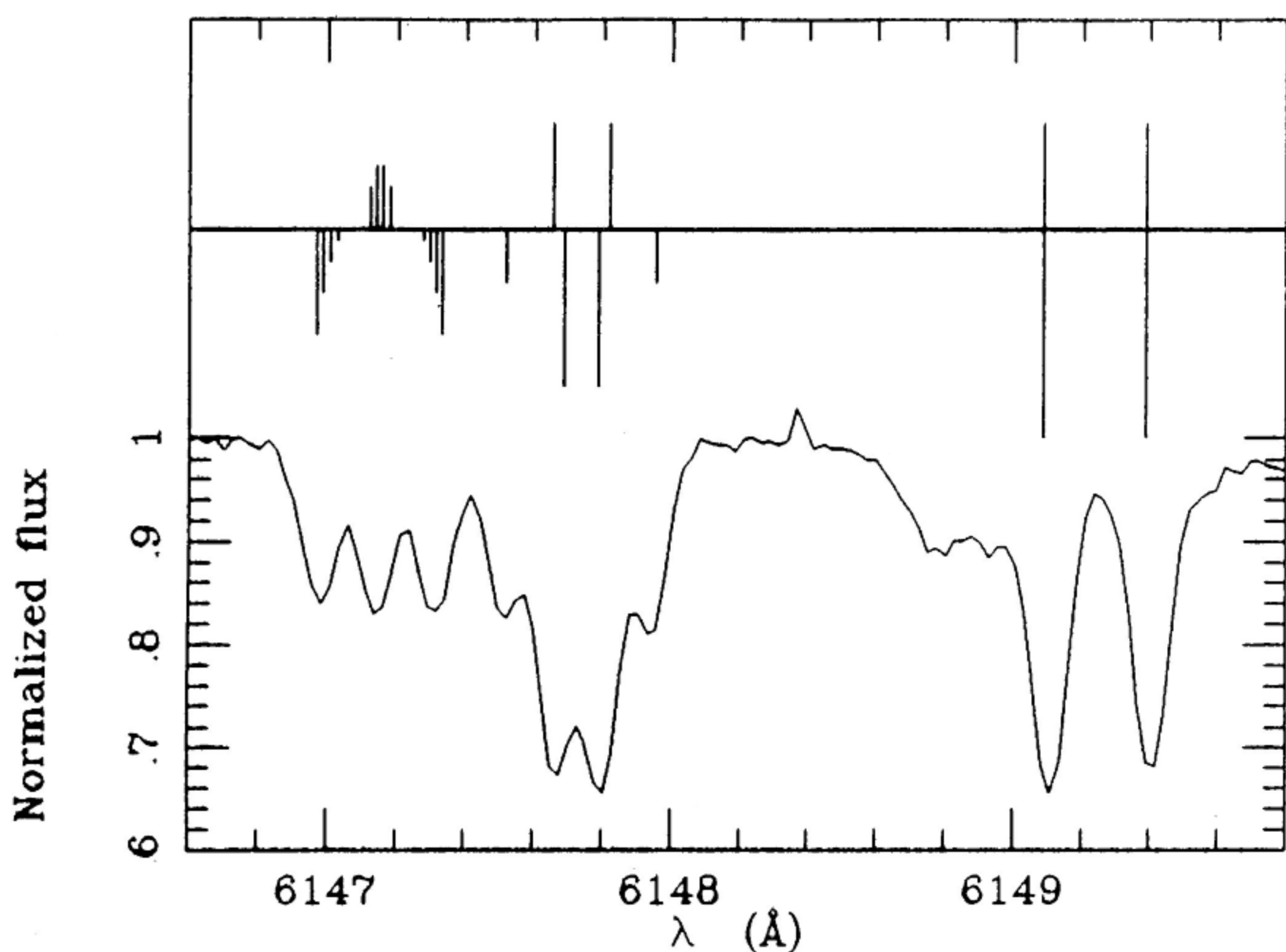


Fig. 2. The Zeeman patterns of the lines Cr II λ 6147.2, Fe II λ 6147.7, and Fe II λ 6149.2, are represented together with the portion of the spectrum of HD 94660 containing these lines. The Zeeman patterns are represented in the conventional manner: each component is figured by a vertical bar, whose length is proportional to its relative strength $S_q(M_1, M_2)$ (see Sect. 4.1). The π components appear above the horizontal (wavelength) axis, and the σ_{\pm} components below it. The displacement of the components from the corresponding line centre was computed with formula (1) for a value $H_c = 6.3$ kG of the magnetic field, where H_c is the quantity described in Sect. 3.2

Mathys, G. 1990, A&Ap 232, 151

10 恒星スペクトルのゼーマン効果 (3-2)

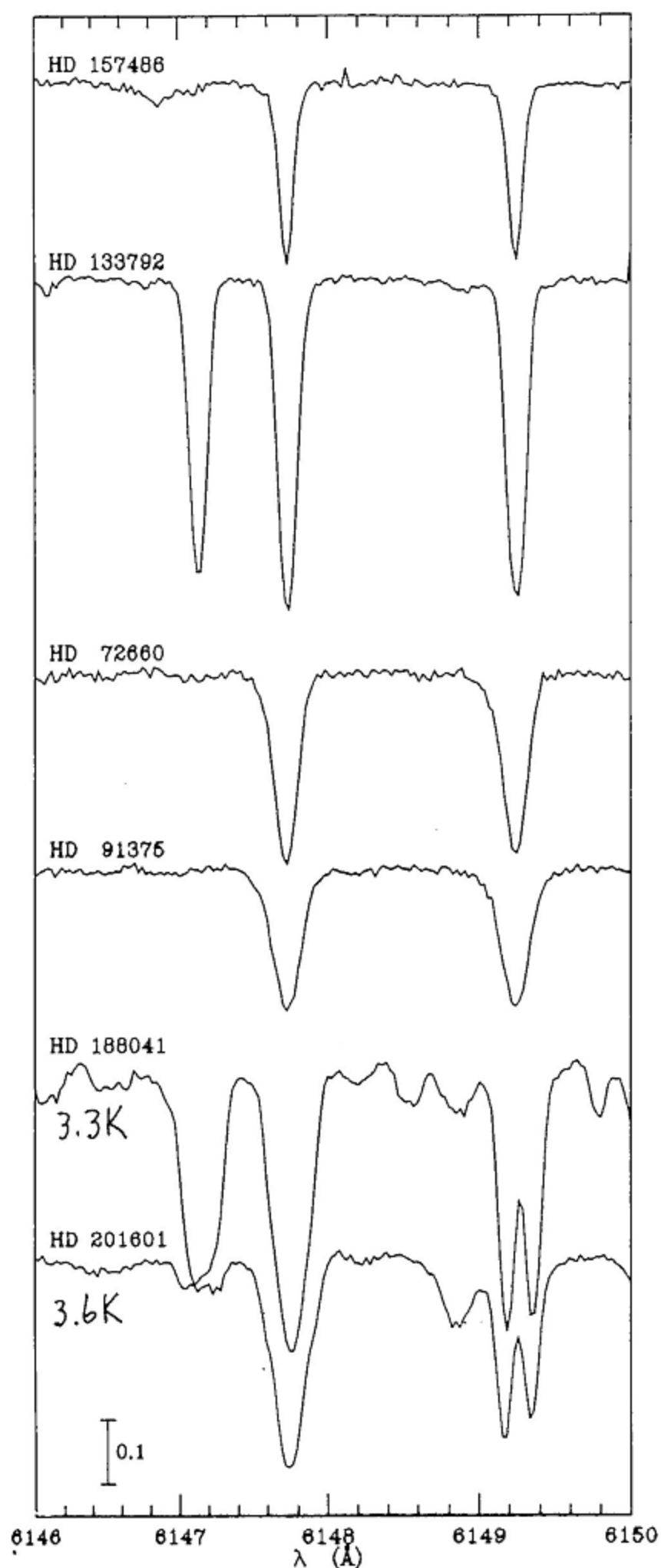


Fig. 1a. Portion of the spectrum of the studied stars, showing the lines Cr II $\lambda 6147.1$, Fe II $\lambda 6147.7$ and Fe II $\lambda 6149.2$. The normalized intensity scale is indicated at the bottom of the figure. The represented spectra are those of (from top to bottom) HD 157486, HD 133792, HD 72660, HD 91375, HD 188041, and HD 201601

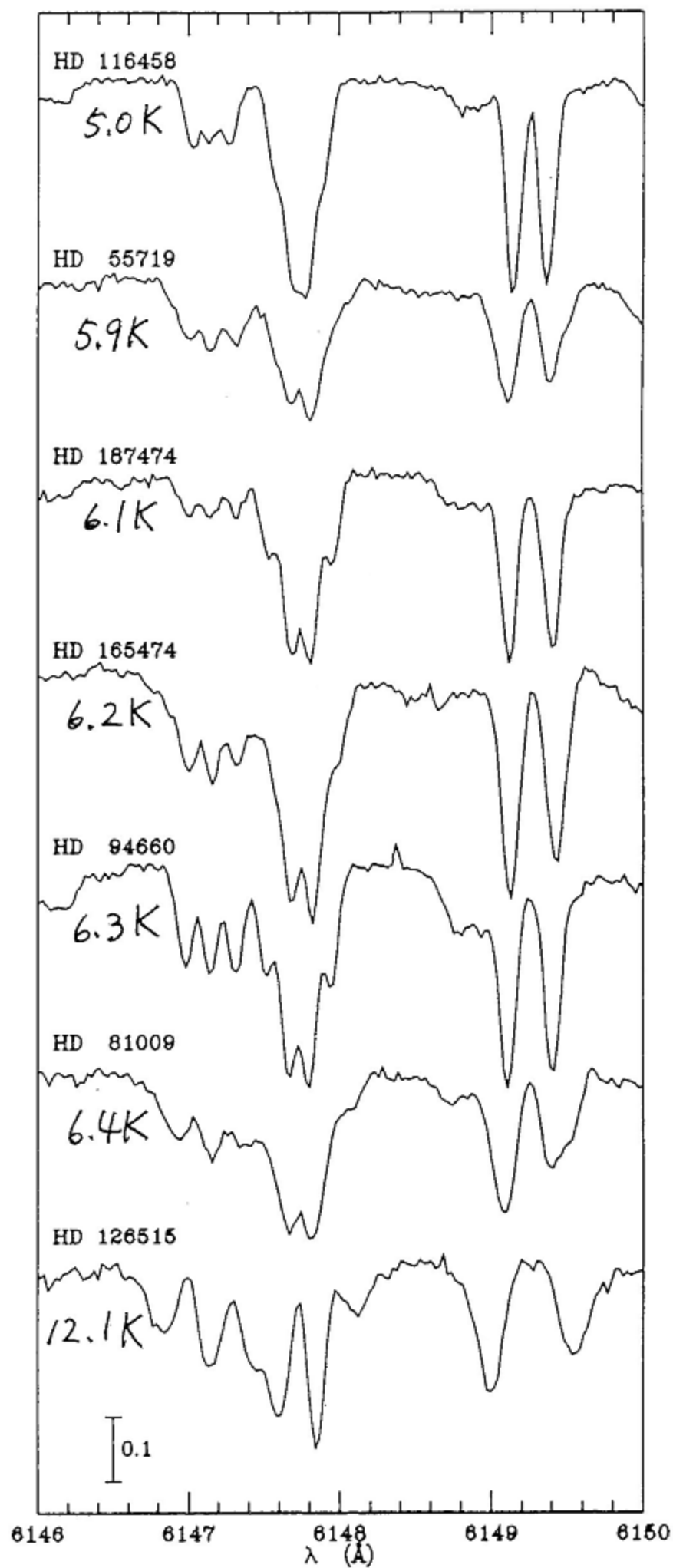


Fig. 1b. Same as Fig. 1a; from top to bottom, the represented spectra are those of HD 116458, HD 55719 (on JD 2447 639), HD 187474, HD 165474, HD 94660, HD 81009 (on JD 2447 639), and HD 126515 (on JD 2447 637)

1 1 磁変星の振る舞い (1)

変光

特定のスペクトル線の強度変化

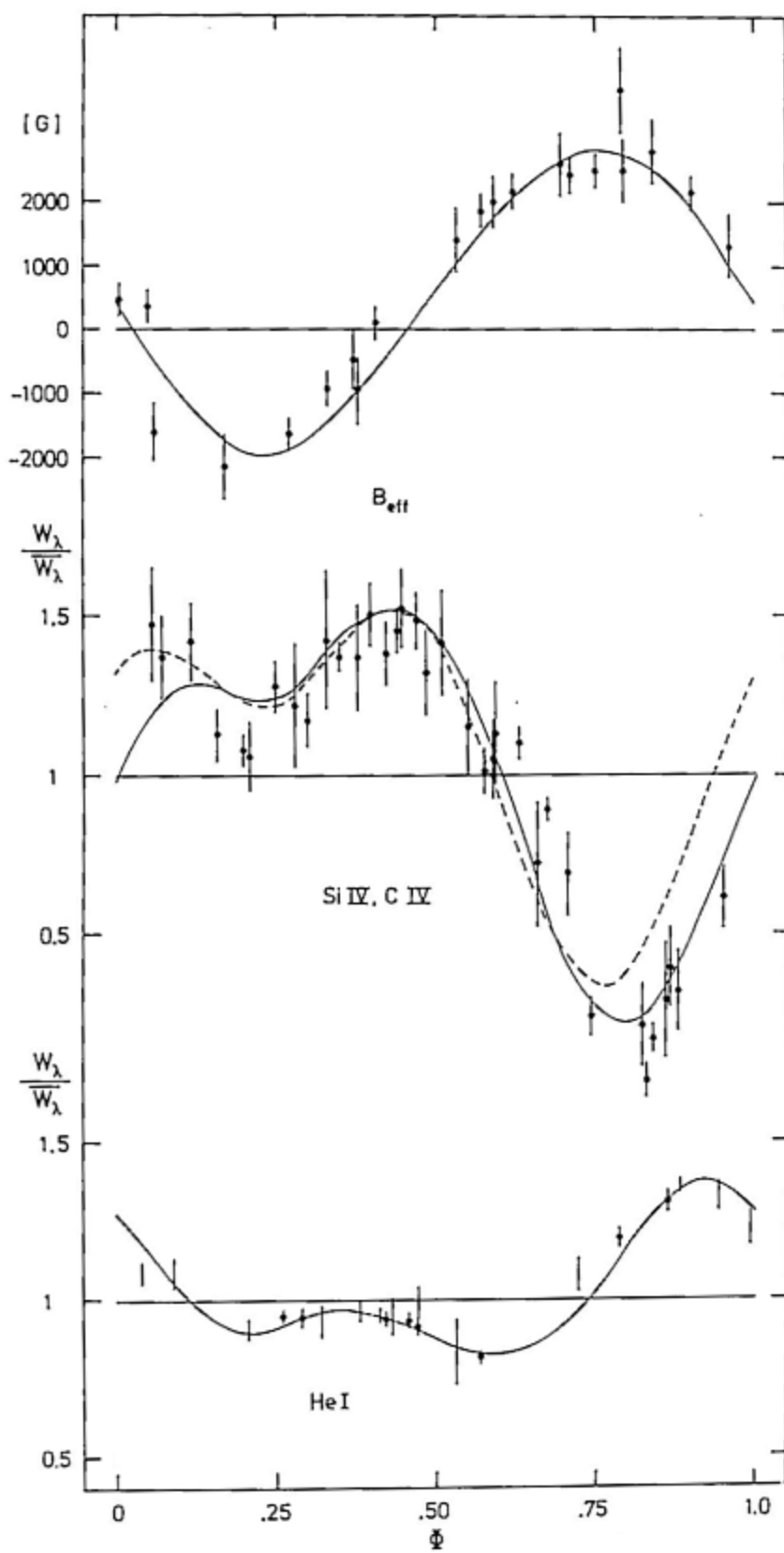


Figure 4: Phase dependance of B_{eff} of W_λ of Si IV and C IV, and W_λ of He I 4471. Full drawn: semi-empirical model. (For the dashed curve, see text.)

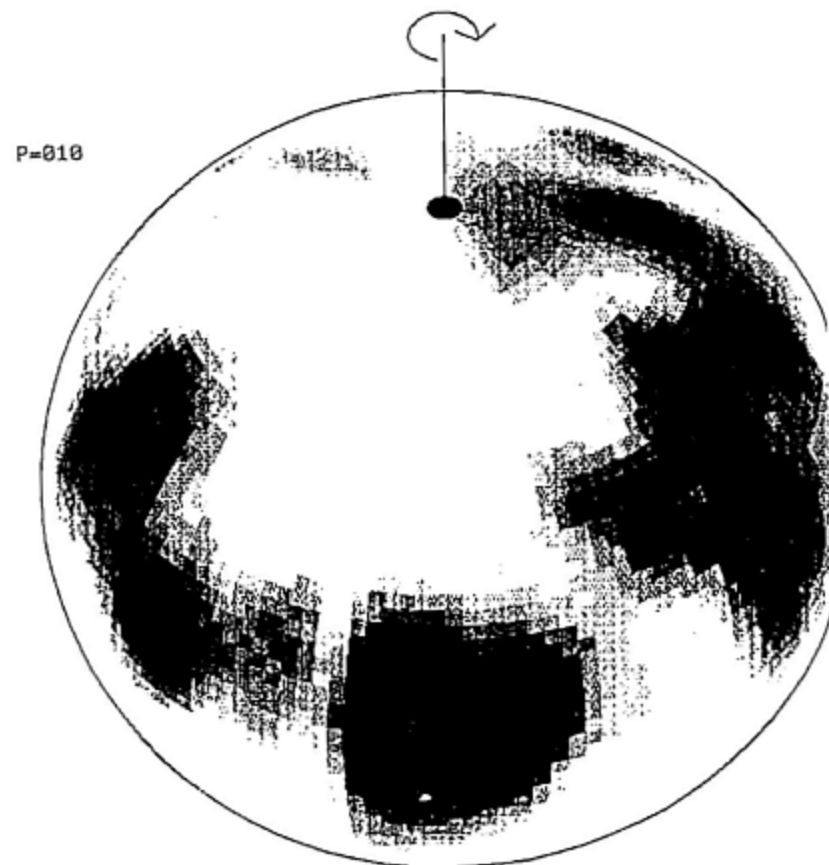
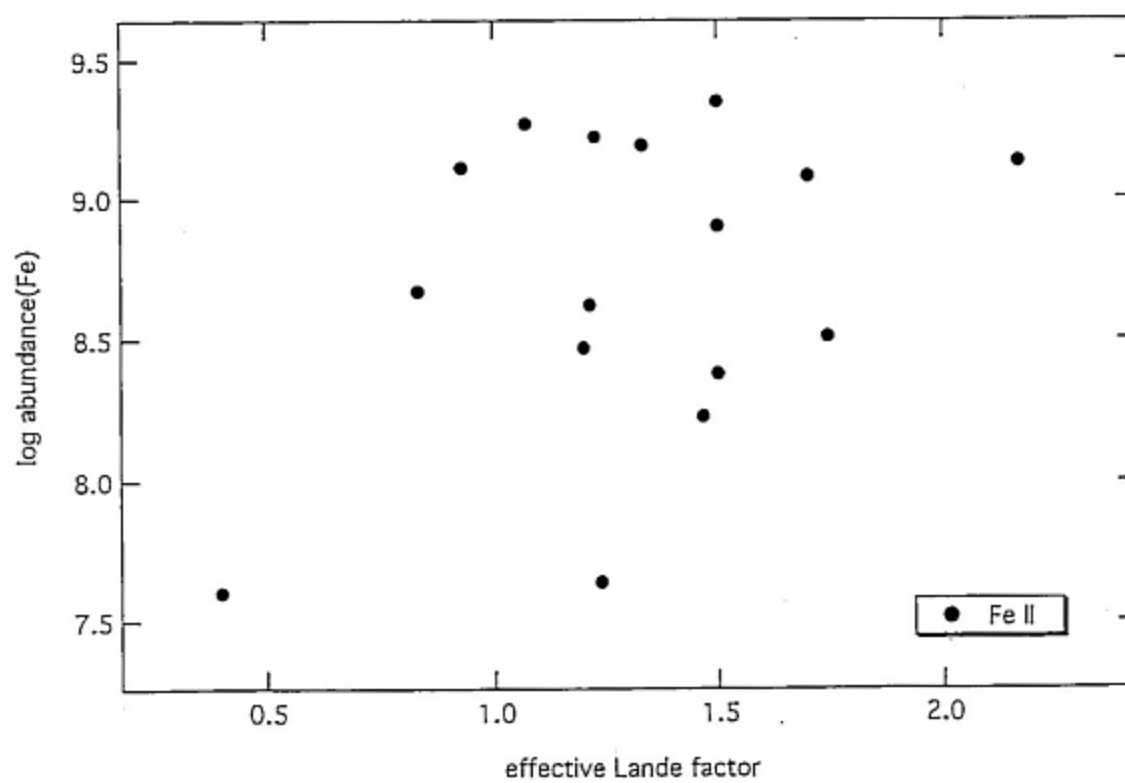
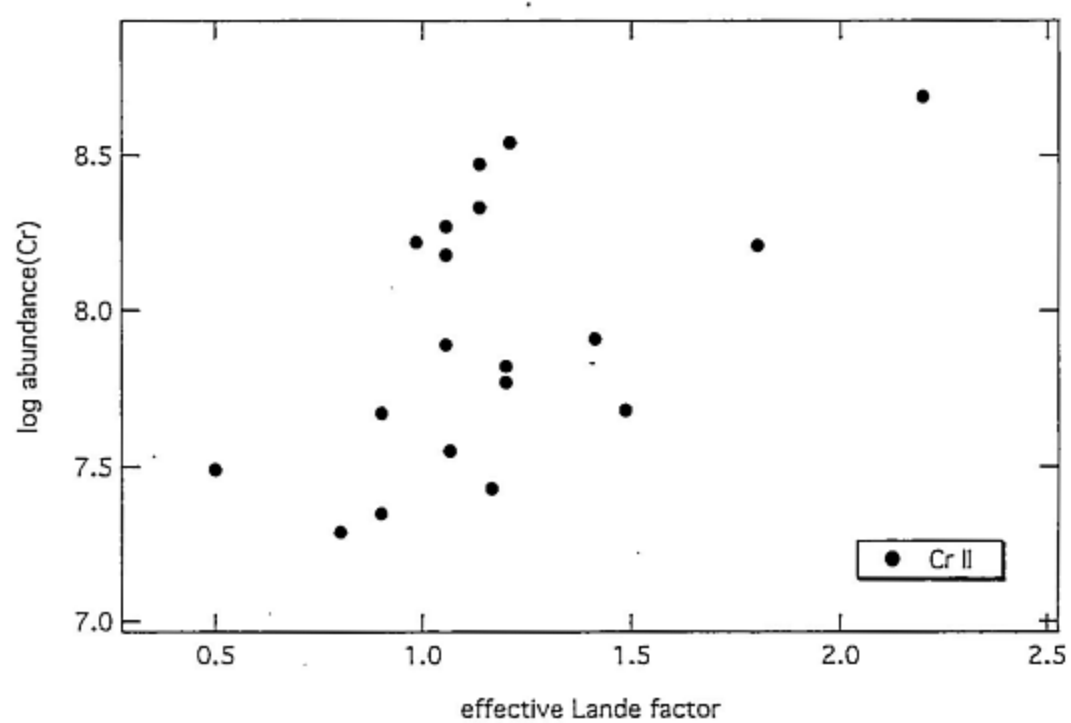
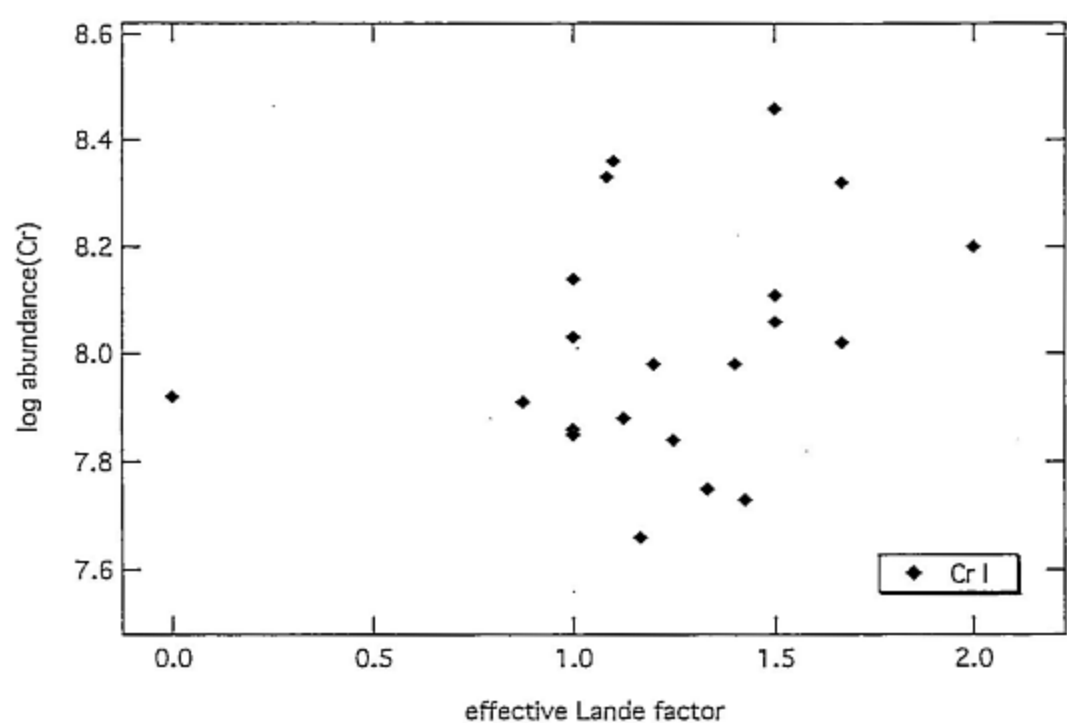


Fig. 1 The distribution of iron on ϵ UMa.

1 2 磁変星の振る舞い (2)

スペクトル線強度の有効ランデ因子への依存

(例) HR7575

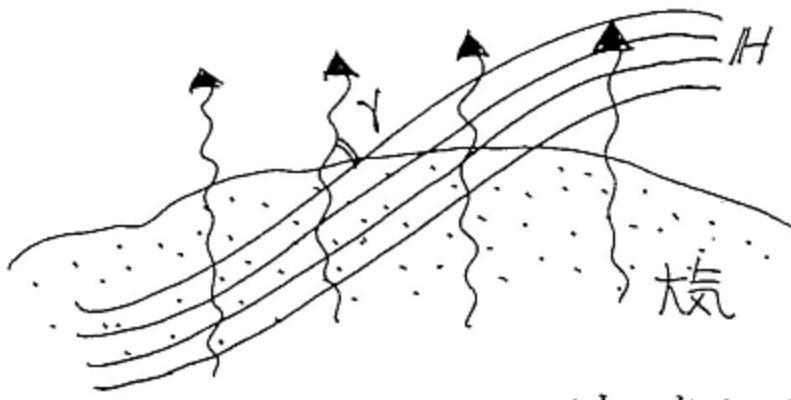


1.3 Unno-Beckers の方程式 (1)

Unno(1956), Beckers(1969)

H と視線 γ

H の方位角 χ



ストークス・パラメータ
(I, Q, U, V)

ストークス・パラメータを (I, Q, U, V) とすると、

$$\mu \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \kappa_c + \kappa_I & \kappa_Q & \kappa_U & \kappa_V \\ \kappa_Q & \kappa_c + \kappa_I & \rho_V & -\rho_U \\ \kappa_U & -\rho_V & \kappa_c + \kappa_I & \rho_Q \\ \kappa_V & \rho_U & -\rho_Q & \kappa_c + \kappa_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \kappa_c S_c + \kappa_I S_L \\ \kappa_Q S_L \\ \kappa_U S_L \\ \kappa_V S_L \end{pmatrix} \quad (1)$$

である (たとえば van Ballegoijen 1987)。I は線強度、Q と U は直線偏光、V は円偏光の成分を表している。

ここで S_L と S_c はスペクトル線および連続部の源泉関数、 κ_c は連続部の吸収係数、 $\kappa_I, \kappa_Q, \kappa_U, \kappa_V$ はそれぞれの偏光モードにおける線吸収係数、 ρ_Q, ρ_U, ρ_V は磁気光学効果を表わしている。 μ は方向余弦、 x は深さである。

線吸収係数 κ は次のような形になる：

$$\kappa_{I,Q,U,V} = C \phi_{I,Q,U,V}. \quad (2)$$

ただし、 $\phi_{I,Q,U,V}$ は角度ならびに波長に依存した次のような関数である。

$$\phi_I = \frac{1}{2}(\phi_o - \frac{\phi_b + \phi_r}{2}) \sin 2\gamma + \frac{1}{2}(\phi_b + \phi_r), \quad (3)$$

$$\phi_Q = \frac{1}{2}(\phi_o - \frac{\phi_b + \phi_r}{2}) \sin 2\gamma \cos 2\chi, \quad (4)$$

$$\phi_U = \pm \frac{1}{2}(\phi_o - \frac{\phi_b + \phi_r}{2}) \sin 2\gamma \sin 2\chi, \quad (5)$$

$$\phi_V = \frac{1}{2}(\phi_b - \phi_r) \cos \gamma. \quad (6)$$

磁気光学効果を表わす ρ_Q, ρ_U, ρ_V は輪郭を記述する関数 ξ_Q, ξ_U, ξ_V によって

$$\rho_{Q,U,V} = C \xi_{Q,U,V} \quad (7)$$

と表わされる。ここで

1 4 Unno-Beckers の方程式 (2)

$$\xi_Q = \pm \frac{1}{2} \left(\xi_o - \frac{\xi_b + \xi_r}{2} \right) \sin 2\gamma \cos 2\chi, \quad (8)$$

$$\xi_U = \frac{1}{2} \left(\xi_o - \frac{\xi_b + \xi_r}{2} \right) \sin 2\gamma \sin 2\chi, \quad (9)$$

$$\xi_V = \pm \frac{1}{2} (\xi_b - \xi_r) \cos \gamma. \quad (10)$$

である。± の符号は大気外へ向かう放射 $\mu > 0$ では+、大気内に向かう放射 $\mu < 0$ では-とする。 γ は視線と磁場のなす角、 χ は磁場の方位角である。

関数 $\phi_{o,b,r}$ は π および σ 成分の吸収輪郭で、 $i = o, b, r$ とすると

$$\phi_i = \frac{1}{\Delta\nu_D \sqrt{\pi}} \sum_M S_M^i H(a, v - v_M^i) \quad (11)$$

である。下位レベルの磁気量子数 M について総和をとる。 v_M^i はドップラー幅 $\Delta\nu_D$ を単位とする各ゼーマン成分の振動数で、磁場強度を B 、上位ならびに下位レベルのランダウの g 因子を g_l および g_u とすると

$$v_M^i = \frac{eB}{4\pi mc \Delta\nu_D} [g_l(M+i) - g_u M] \quad (12)$$

である。なお、 e は電荷素量、 m は考えている原子の質量、 c は光速である。ランダウの g 因子は J, L, S の各量子数を用いて

$$g = 1 + (J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)) / (2J(J+1)) \quad (13)$$

と書かれる。また S_M^i は各ゼーマン成分の強度比で、

$$\sum_M S_M^i = 1 \quad (14)$$

となるように規格化する。

関数 $H(a, v)$ はいわゆるホークト関数で、

$$H(a, v) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(v-y)^2 + a^2} dy, \quad (15)$$

という形である。 ξ については $H(a, v)$ を $2F(a, v)$ と置き換えることで (11) 式と同様の形式で表わすことができる。ただし、 $F(a, v)$ はファラデー関数

$$F(a, v) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(v-y)e^{-y^2}}{(v-y)^2 + a^2} dy, \quad (16)$$

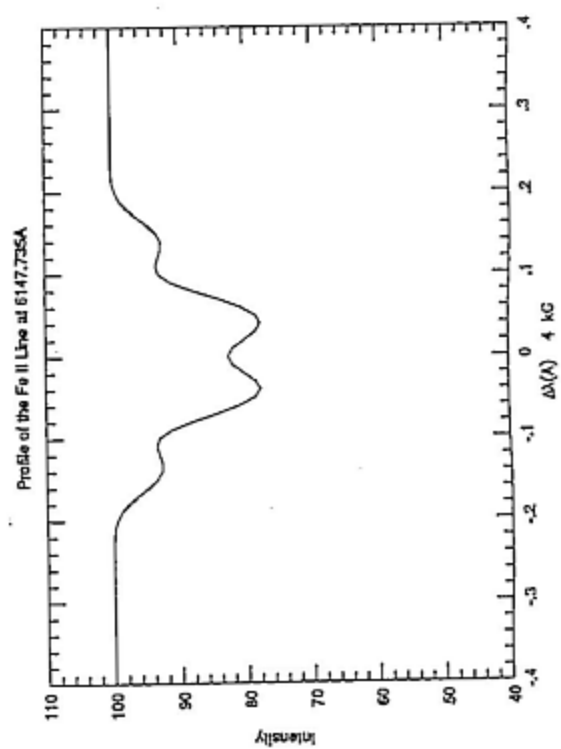
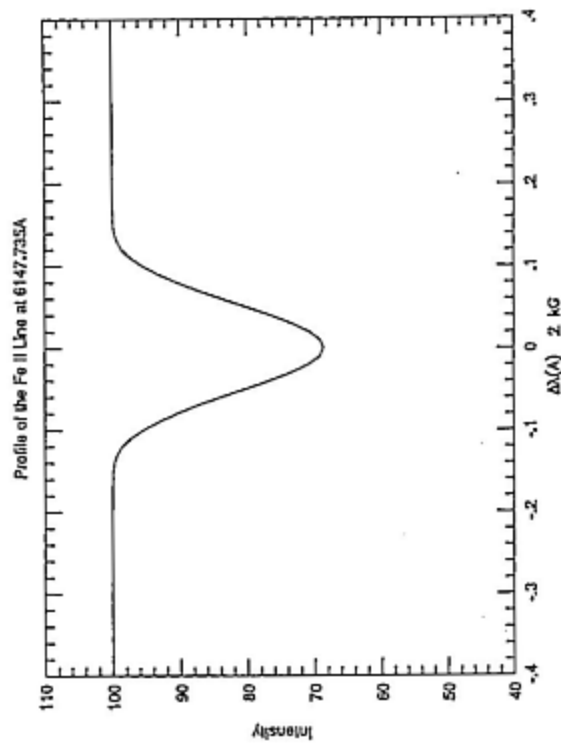
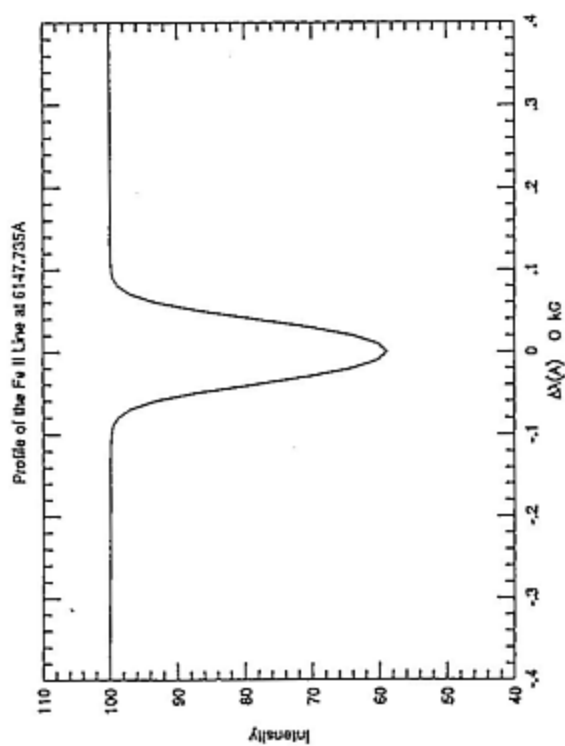
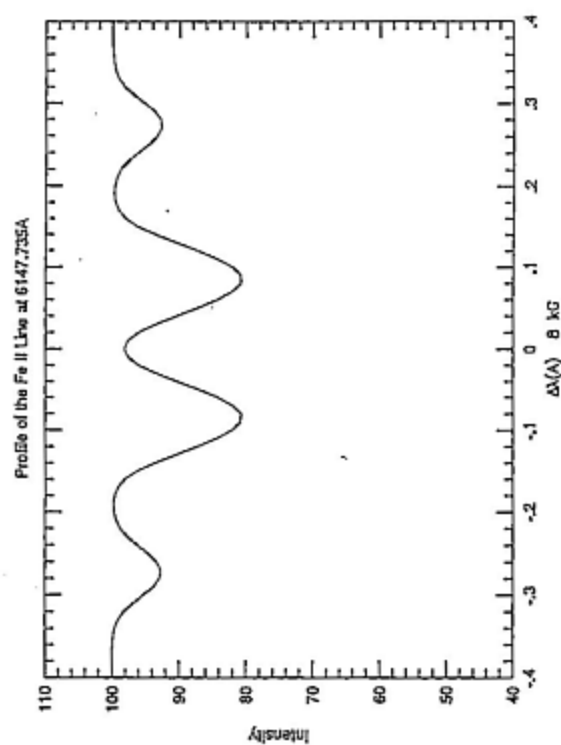
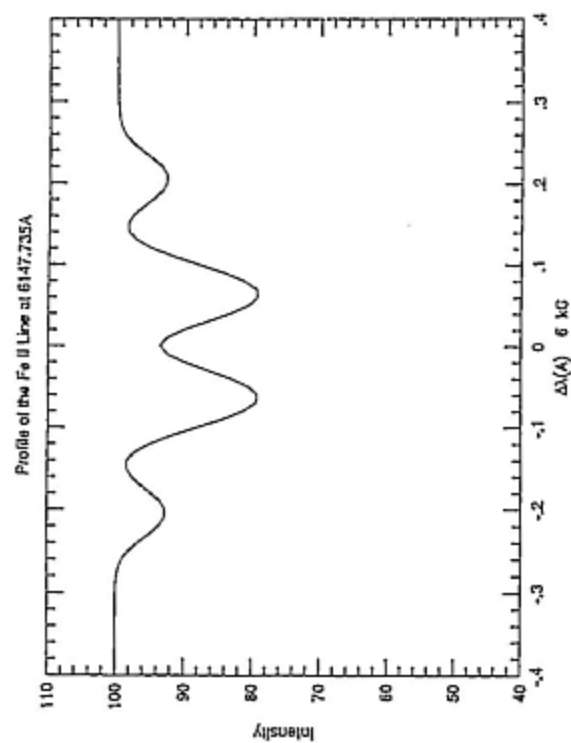
である。ここで $v \equiv \Delta\nu/\Delta\nu_D$ 、 $a \equiv \Gamma/4\pi\Delta\nu_D$ で、 Γ は減衰定数である。

(2) 式と (7) 式の C は $a = 0$ の場合のスペクトル線中心での吸収係数を $\Delta\nu_D \sqrt{\pi}$ 倍したもので、

$$C(z) = \frac{\pi e^2}{mc} f N (1 - e^{-h\nu_0/kT}), \quad (17)$$

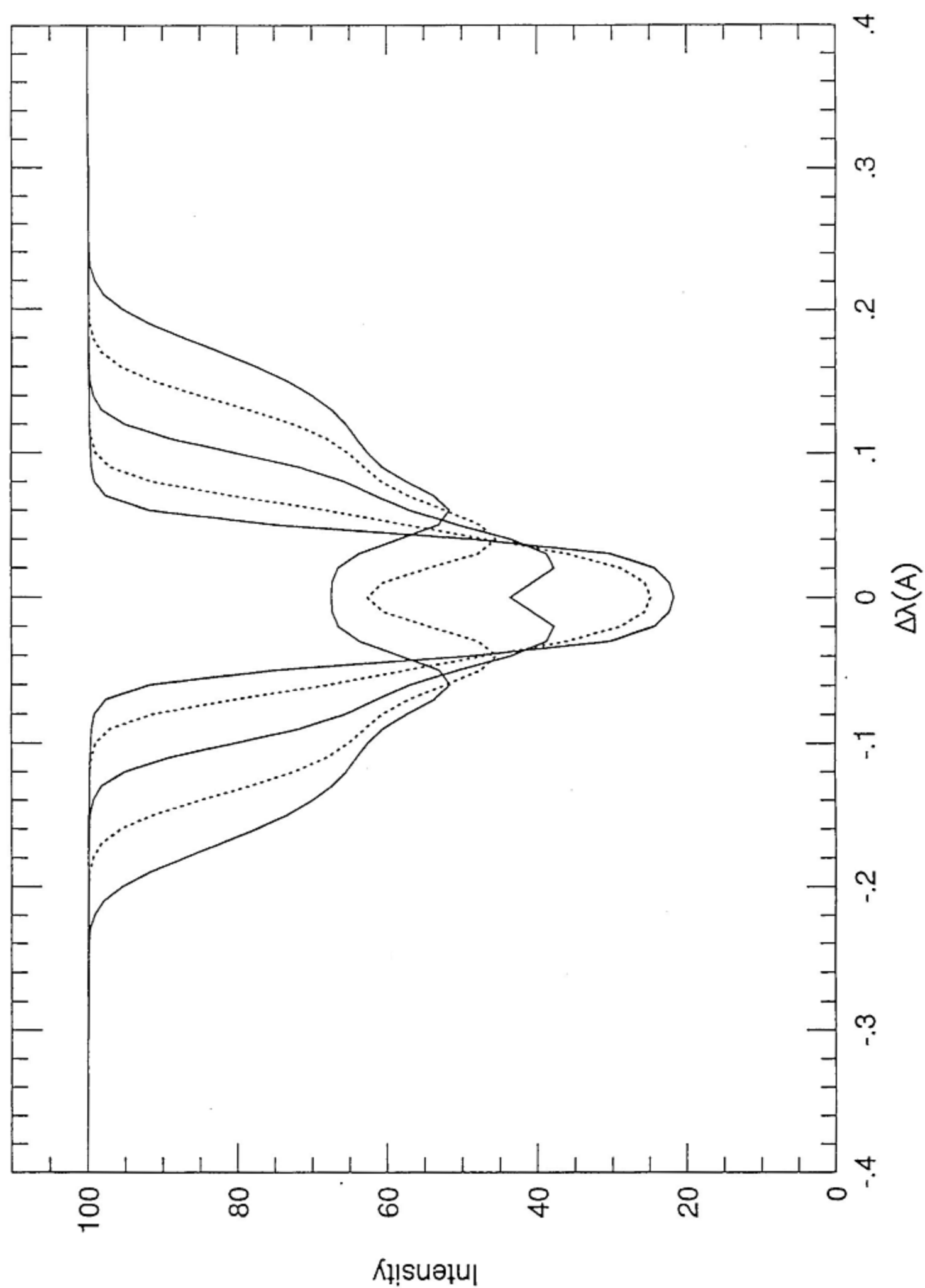
となっている。 f は調和振動子強度、 N は下位レベルにある原子の数密度、 k はボルツマン定数、 T は温度である。

15 計算結果(1)-線輪廓變化



16 計算結果(2) - 線輪廓變化

Profiles of the Cr I Line at 4496.86Å



1 7 計算結果（3）一等価幅の依存性

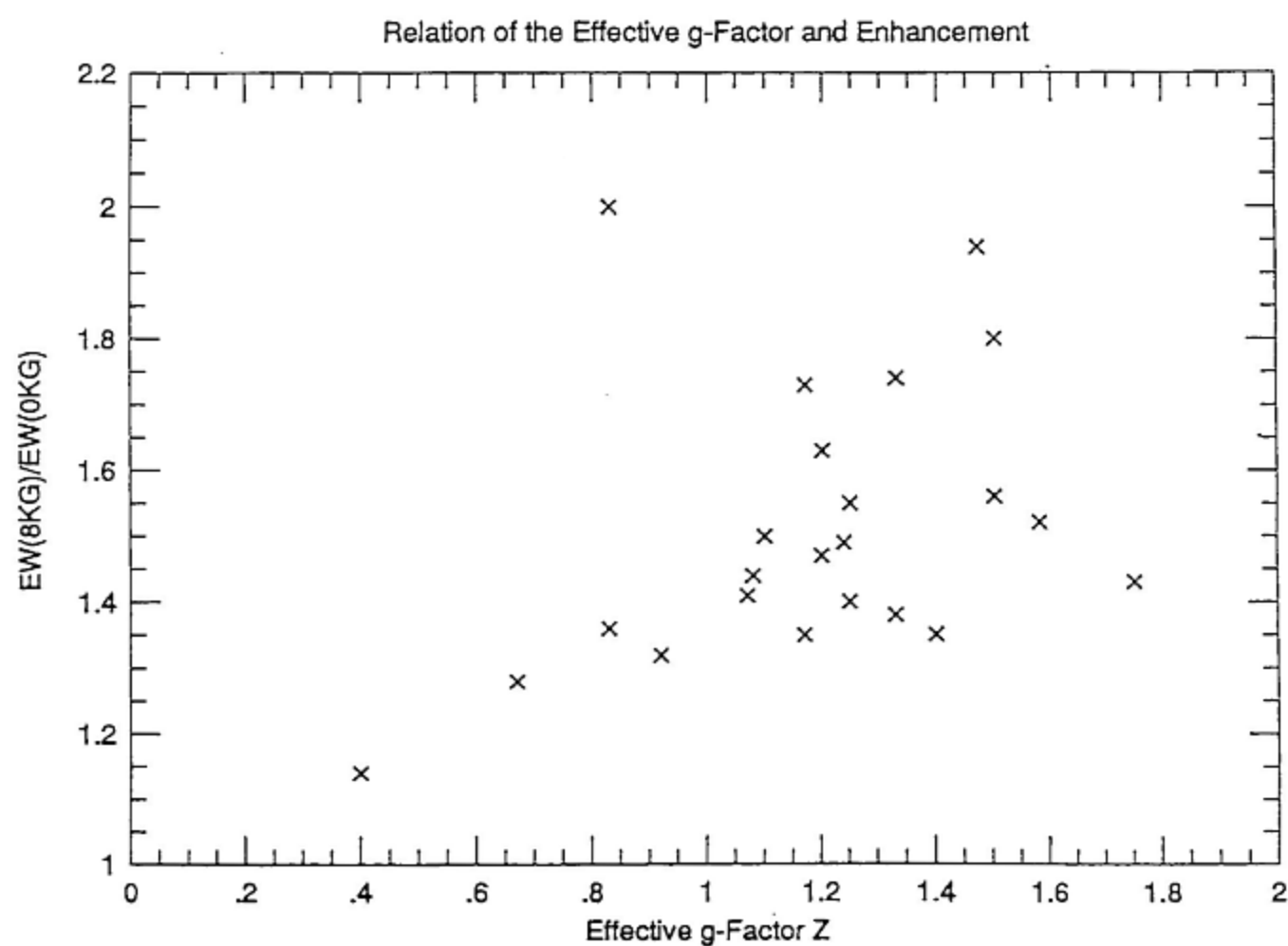


図5. 有効ランデg因子と等価幅の関係. 縦軸は8kGの磁場がかかった場合の等価幅と磁場が入っていない場合の等価幅の比. 図3・4の線に同じ. 元素量に太陽値を採用した.