

ワークショップ

「偏光による太陽プラズマの診断」

集 録

国立天文台・三鷹

1996年12月5日～6日

はじめに

本ワークショップは、乗鞍コロナ観測所の25cmコロナグラフに新しいポラリメータが完成したのを期に、その紹介とこれを用いて太陽大気の如何なる物理診断が可能であるかを探る目的で開かれたものである。

ダイナミックに変化する太陽コロナの姿は、「ようこう」のX線観測によってあますところなく示されたところであるが、そこに介在する物理過程を検証していく上で、磁場をはじめとする大気中の物理量を知ることはきわめて重要であろう。一般にプラズマから放出される光の偏光は、磁場、電場、光の散乱、粒子衝突など、物理状態の様々な異方性に起因する。このことは、偏光には様々なベクトル物理量に関する情報が含まれていることを意味しており、偏光観測はこの新しい知見を開拓するうえで大きな可能性を秘めていると考えられる。しかしながら、これまで日本の太陽分野においては、ゼーマン効果を除く他の偏光メカニズムについてはあまり馴染みのなかったのも事実である。そこで、今回のワークショップでは、何人かの方をお願いして、偏光から物理量を導出するための各種テクニックに関するレビューをしていただいた。また、実験室プラズマの専門家にも参加いただき、その分野における話題を紹介していただいた。

レビュー講演では偏光プラズマ診断の可能性について大変興味深い話が続けて紹介されたが、一方コロナ磁場を厳密に導くことはそれほど簡単でないことも指摘された。今後、観測→データ解析→理論的考察→観測、というフィードバックをとおして、観測精度と検出限界、解釈の正当な妥協点などを明らかにしていく必要が感じられた。また、実験室プラズマにおける診断手法も、原理的には太陽観測に応用されるものと全く同じであり、多くの学ぶべきことがある。今後分野間の交流を密にすることによって得られるものはきわめて大きいであろう。ワークショップではこの他、ポラリメータを用いた初期観測例や電波による偏光診断、乗鞍および飛騨天文台で開発中の偏光観測装置が紹介され、いずれも今後の進展が期待されるものであった。

新ポラリメータは、キャリブレーションの精度と使いやすさに若干の課題を残すものの、十分使用に耐える装置として仕上がったようである。乗鞍の25cmコロナグラフは、いうまでもなく共同利用の装置として内外の研究者に公開されている。執筆者の方々のご協力により、本集録はこれから偏光観測を立案する上で、多くの人にとって大変有益な資料になったと思う。あらためて感謝すると同時に、今年の観測シーズンに向けて魅力的な観測プランの寄せられることを期待してやまない。

尚、本ワークショップは、国立天文台の共同研究費（代表者：當村一朗）によって実現した。また、この集録は科学研究費・基盤研究A（課題番号：08304021、代表者：小杉健郎）からの援助によって印刷されたものである。この場を借りてお礼申し上げたい。

1997年2月

世話人： 當村一朗、一本 潔

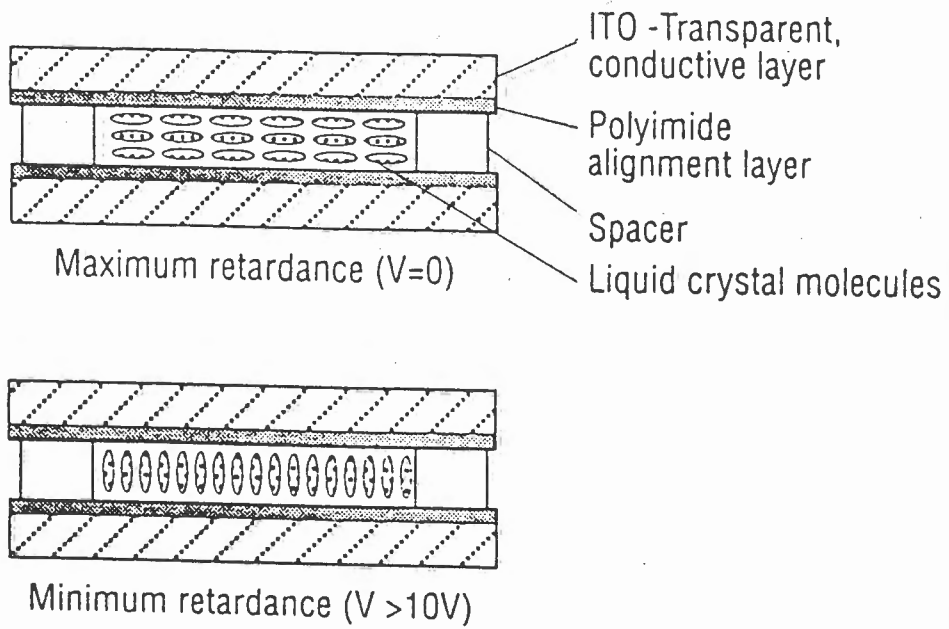
出席者

當村 一朗	(大阪府立工業高専)	入江 誠	(国立天文台)
一本 潔	(国立天文台)	藤本 孝	(京大工・機械工学)
坂尾 太郎	(国立天文台)	常田 佐久	(国立天文台)
篠田 一也	(国立天文台)	熊谷 収可	(国立天文台)
山口 朝三	(国立天文台)	船越 康宏	(京大理・天文台)
宮崎 英昭	(国立天文台)	桜井 隆	(国立天文台)
川上 新吾	(大阪市立科学館)	佐野 一成	(国立天文台)
北井 礼三郎	(京大理・天文台)	吉村 圭司	(京大理・天文台)
花岡 庸一郎	(国立天文台・野辺山)	上野 悟	(京大理)
小路 真木子	(京大理・天文台)	堀 久仁子	(総研大)
黒河 宏企	(京大理・天文台)	牧田 貢	(大阪学院短期大学)
中久保 佳代子	(東京学芸大)	新川 雄彦	(通総研・平磯)
柴田 一成	(国立天文台)	原 弘久	(国立天文台)
吉田 剛	(国立天文台)	野口 本和	(国立天文台)
末松 芳法	(国立天文台)	辛 準鎬	(国立天文台)
福田 武夫	(国立天文台)		

目 次

液晶遅延素子を用いた汎用偏光解析装置の開発	...	篠田 一也	...	1
液晶リターダの較正	...	辛 準鎬	...	10
乗鞍ポラリメータ・精度と観測例	...	一本 潔	...	19
スタルク効果によるコロナ電場の診断	...	小路 真木子	...	25
コロナ磁場と偏光	...	北井 礼三郎	...	31
ハンレ効果によるプロミネンス磁場の測定	...	當村 一郎	...	41
ゼーマン効果に関する話題	...	川上 新吾	...	55
ストークスプロファイルの解析	...	牧田 貢	...	61
実験室プラズマに対する偏光分光	...	藤本 孝	...	64
マイクロ波円偏光を用いたフレアループの磁場測定	...	柴崎 清登	...	67
He I $\lambda 10830 \text{ \AA}$ 線による太陽彩層磁場観測	...	末松 芳法	...	69
乗鞍 10cm コロナグラフ偏光撮像計画	...	野口 本和	...	77
DST によるマグネットグラフ計画	...	船越 康宏	...	85
おわりに	...	桜井 隆	...	91

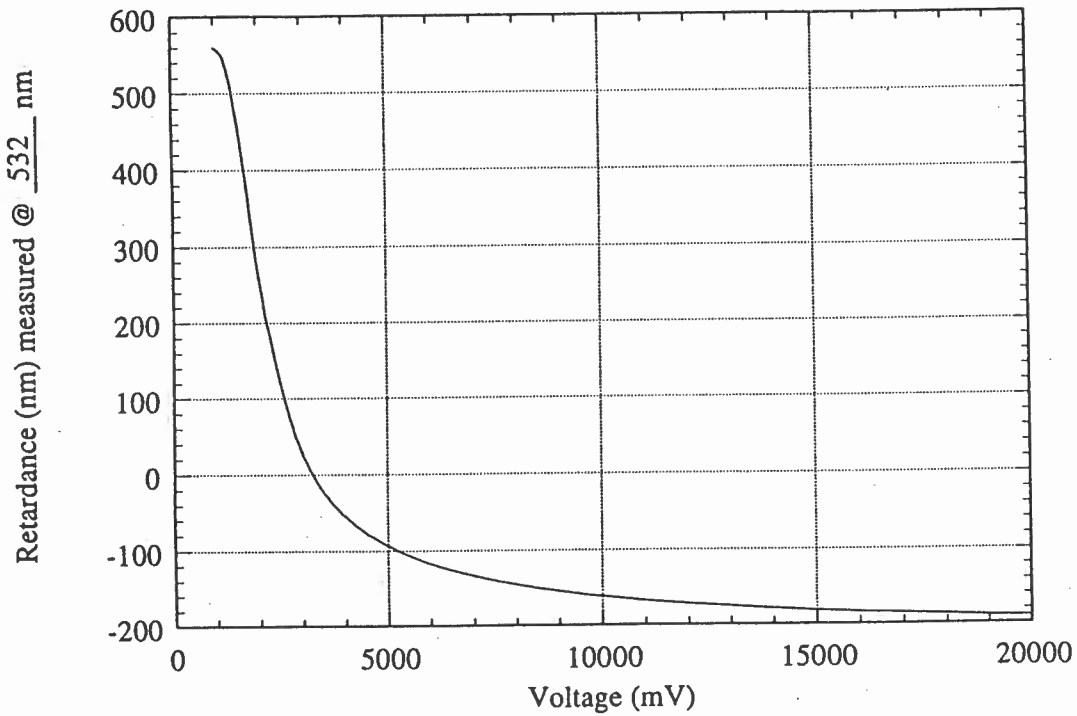
呼晶の分と酸極分がータは0今必てる
 と液枚の2み、板、電晶性サニには、がけな
 晶の2み、板、電晶性サニには、がけな
 成液子のさスし透。依セに理延い／を下
 構ク分あはラそのる。度常原遅な入板以る。
 のッののでガム。ムけ温温で。はらー正度い
 Rイ状溝板を。ウ付は温温で。はらー正度い
 Vテ棒い基きすジにきで、付いけは延でをし
 Cマる細ス向にン面動のりてだに遅の量に
 Lネれ、ラの行イ両のる取しれ下はな延う
 ばを、ガ子平化を子あをーこ以回要遅よ



Meadowlark Optics

Liquid Crystal Variable Retarder Data Sheet

Serial #: 95-179 Job #: 310801 Date Tested: 20 JUNE 95
 Customer: ASTRO Inspected By: [Signature] Date Shipped: 20 Jun 95



L C V R の 特 性 曲 線

・	L C V R の仕様	
	有効径	: 4 0 m m
遅延	可変波長	: 4 5 0 ~ 1 6 0 0 n m
	可変遅延量	: - λ / 4 ~ + λ / 2
	温度依存性	: 0 . 2 % / ° C
使用	温度	: 1 0 ~ 4 0 ° C
反	応時間	: 5 ~ 2 0 ミリ秒

- ・ L C V R の利点
 - 1) 可動部分がなないので、像が動かない。
 - 2) 電圧調整で、幅広い波長に対し所定の遅延量を与えられる。
 - 3) 応答時間が早い。
 - 4) 自由度の高い偏光変調が可能である。
 - 5) 遅延量の光の入射角に対する依存性が小さい。

- ・ L C V R の欠点
 - 1) 温度依存性があるので常時モニターする必要がある。
 - 2) 紫外線に弱い。
 - 3) 遅延量の特性が若干劣る。

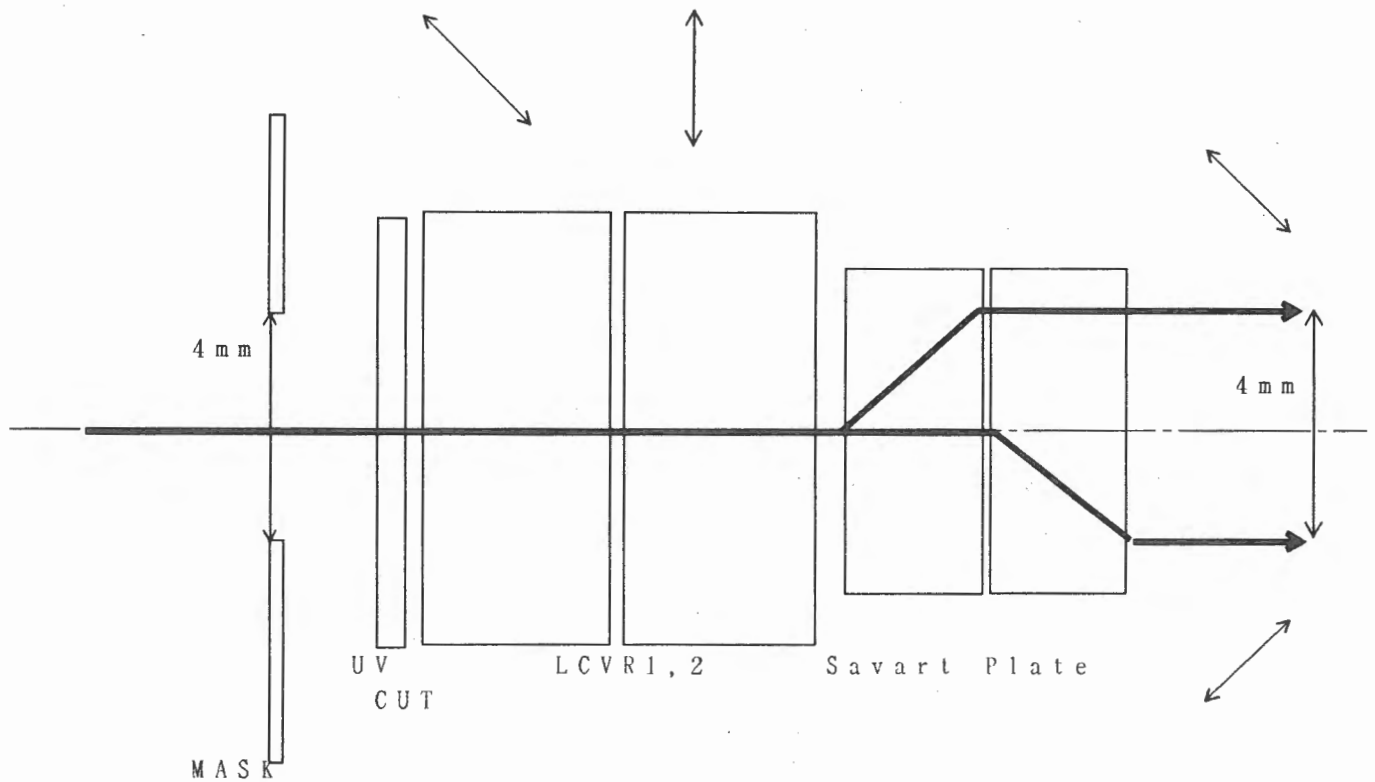
3. ポラリメーターについて

・ ポラリメーターの構成
 本ポラリメーターの基本構成は、以下の4個のパーツからなっている。

- ・ マスク (アルミ円盤 + モリブデンのエッジ)
- ・ UVカットフィルター
- ・ L C V R 1, 2
- ・ サバール板 (方解石 2 個)

マスクは直径 200mm のアルミ円盤で、中心部に 4mm x 25mm の窓が開いていこの窓のエッジがオカルティングディスクのエッジ代わりになる。エッジ部分には熱に強く薄くても丈夫なモリブデンを使用し、液晶分子は、紫外線により変質してしまいうたために、L C V R の直前に UV カットフィルターを入れてある。その後ろに、fast 軸を互いに 45 度傾けた 2 個の L C V R とサバール板がある。サバール板は像を二つに分離し 4mm 離れるように設計されており、この板によって互いに直交する二つの偏光情報を同時に取得することができる。マスクと 2 個の L C V R はそれぞれ独立に微調 (±2 度) 偏光の向きを小さく回すことができる。25cm クォーター波型コリナグを光学系に 1 次焦点の位置を小さく後続する。そして、自由度の高い偏光変調を実現する。

L C V R 遅延量 (度)				偏光成分
L C V R 1	L C V R 2			
0.	0	9 0.	0	I + V
0.	0	- 9 0.	0	I - V
9 0.	0		0.	I + Q
9 0.	0	1 8 0.	0	I - Q
9 0.	0	- 9 0.	0	I + U
9 0.	0	9 0.	0	I - U



ポラリメーターの構成

・ポラリメーターの組立及び調整
 本ポラリメーターは電圧調整のみによって偏光変調を得るので、
 各素子は固定されている。組立の時に各素子同士の角度調整を行い、
 固定する必要がある。以下にその手順を記す。

a. サバル板の軸出し
 サバル板を光学ベンチ上に設置し、出射側から偏光状態の分か
 っている直線偏光を入射する。偏光状態が互に明る過
 いに直交するようにサバル板を回転する。その後、回転偏光
 させ、片方が消える時の偏光板の角度を記録する。

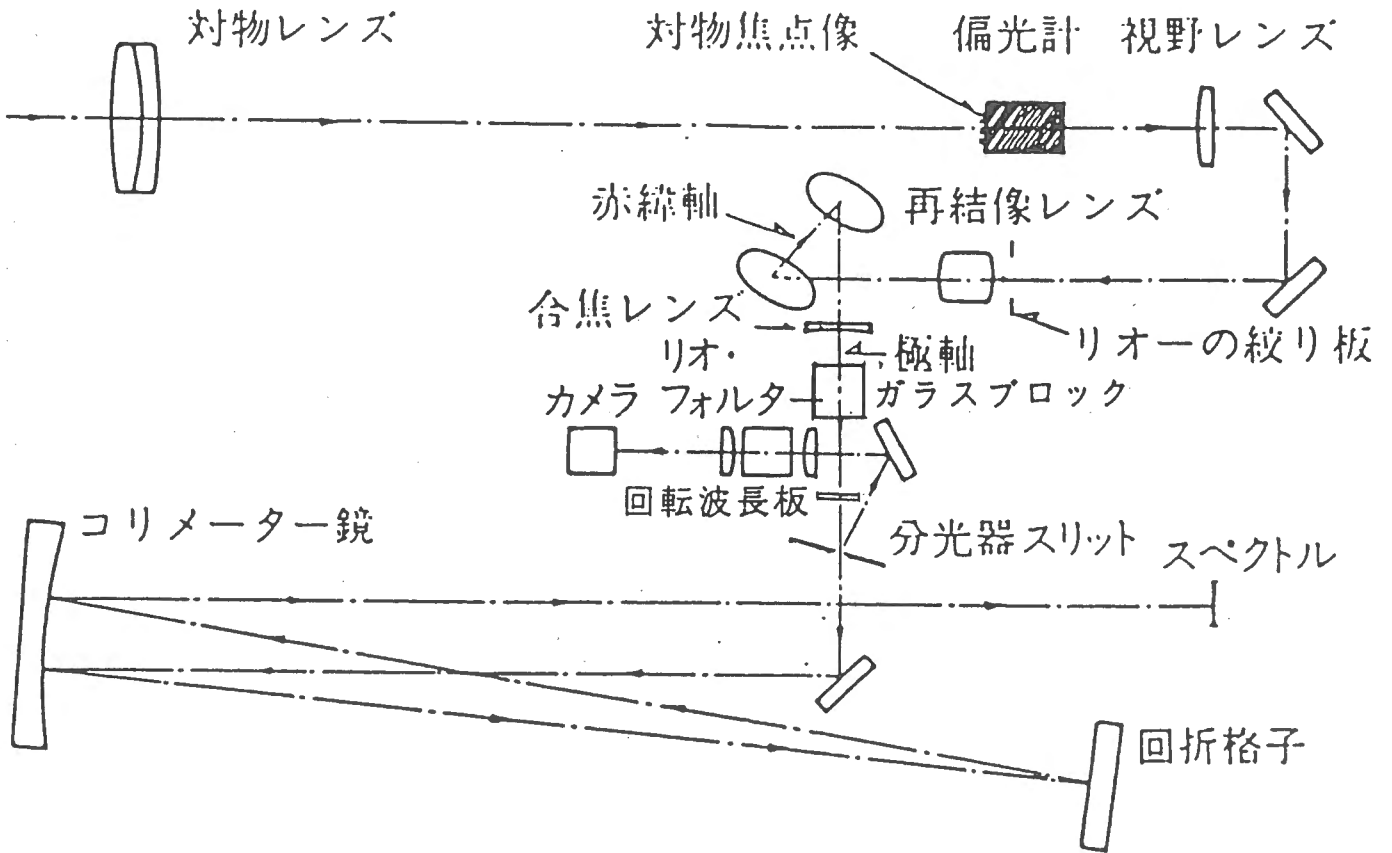
b. LCV R 2 取り付け及び調整
 サバル板の直後に LCV R 2 を取り付け、遅延量を 180 度に
 する。偏光板を回転させ、a. の時と反対の光が消える角度を記録す
 る。この角度が a. と同じになるように LCV R 2 を回転する。

c. LCV R 1 取り付け及び調整
 LCV R 1 を取り付け、遅延量を 180 度にする。b. と同様に
 偏光板を回転させ、a. の時と反対の光が消える角度を記録する。こ
 の角度が a. と同じになるように LCV R 1 を回転する。

d. マスクの取り付け及び調整
 マスクを取り付け、マスク側から白熱球で照らす。マスクの窓の
 像がポラリタ二つの窓の像のエッジが一直線になるようにマ
 スクを回転させる。

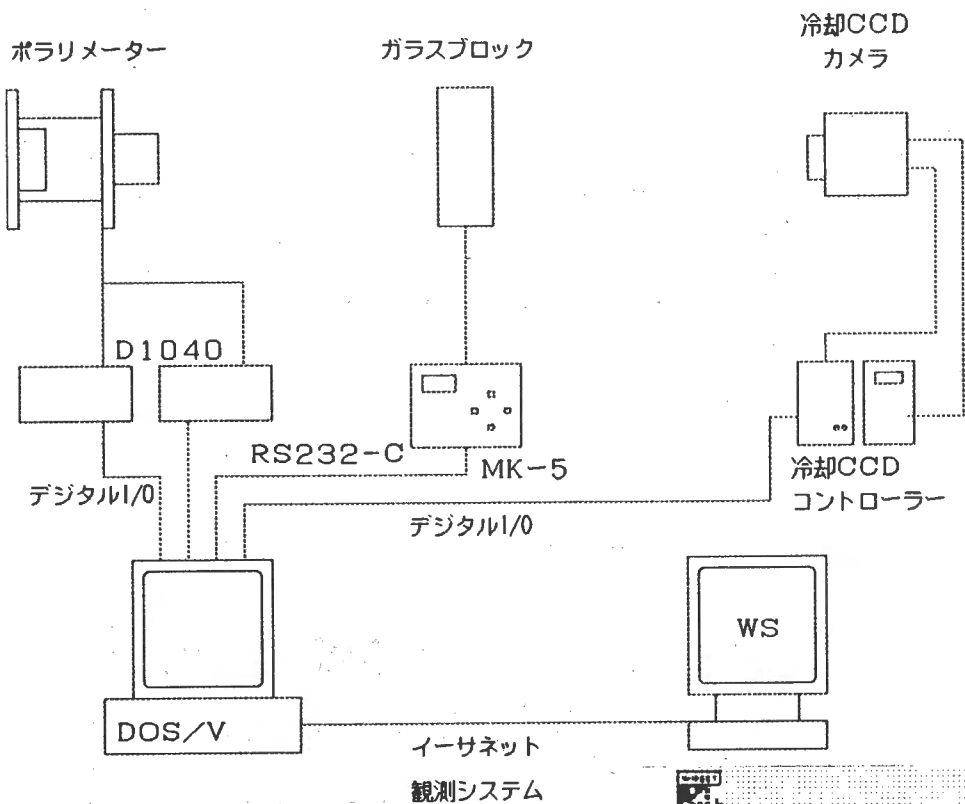
4. 観測方法

観測システム
 第一焦点でポラリメーターにより $4\text{mm} \times 25\text{mm}$ にされた太陽像は、さらに各偏光成分に分けられ鏡筒内から分光室内に導かれる。スキャナ用ガラスブロック、回転波長板を経て、スリット上に投影され、分光器内に入っていく。投影された像は、 $H\alpha$ リオフィルターを通してモニターされている。分光器内で分光されたスペクトル像は、 512×512 冷却 CCD カメラにより撮像される。得られるスペクトル像は当然空間的次元情報であるが、ガラスブロックを振ることによつてスリットに直角に像をスキヤンすることができ、つなぎ合わせして二次元画像にすることができ、スリットの直前にある回転波長板を回転させて、二つの偏光画像の光量が等しくなるよう調節を行う。



25 cm クーデ型 コロナグラフ及び分光器の光路図

光学系諸元	
対物レンズ口径	: 30 cm
一次焦点距離	: 5 m
合成焦点距離	: 8.8 m
有効口径	: 25 cm
分光器焦点距離	: 7 m
線分散度	: 2.28 mm / Å
(5000 Å、4次)	
ポラリメーター上の像	: 4 mm x 25 mm
観測視野角 (スリット方向)	: 160" (40"/mm x 4 mm)



・ 観測ソフト

これらの制御は、パソコン (DOS/V) により各コントローラを介して行われる。ソフトは開発効率を上げるために、IDL上からC言語で作成したIDLシクリン (ダイナミックリンクライブラリー) を呼び出すことによりポラリメータとガラスブロック、CCDカメラをコントロールしている。IDLで観測メニューを起ちあげ、観測波長、偏光成分、スキャン幅、露出時間、画像サイズ等を選定し、観測を開始させる。値と波長の偏光成分の係数を与える。通常は6セルの偏光成分は6セルに保たれる。

観測システム

>> Observation <<

--- Snap ---		---- Scan ----	
Expose	GetSet	Step: 3", N-pos= 50	
Dark	SetSet	Start	Pause
Q	U	V	AutoSave
Exp: 1000 ms			on off
Exit			

>> Output <<

Dir :d:\data\960805¥	Save
File1 : adrk	SaveS
Fnam : a Seq #: 004 Ext : pmi	

>> Polarimotor <<

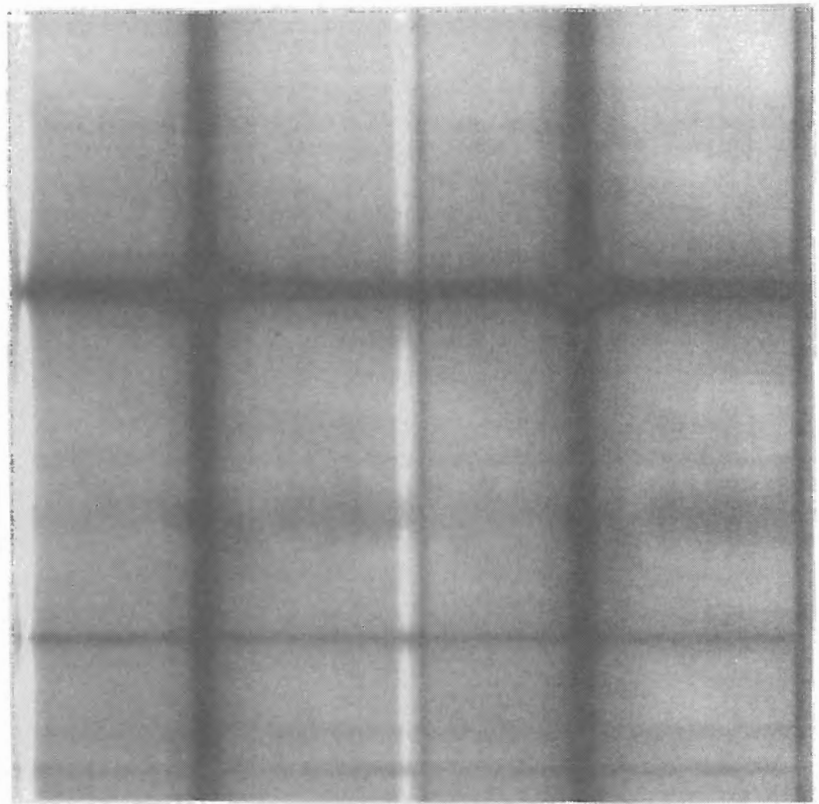
Mode	LCVR Retardation	Temp.
⌈ +Q	LC1 0.0 deg.	⌋ 102.3 C
⌈ -Q	LC2 90.0 deg.	⌋ 102.3 C
⌈ +U		⌋ 102.3 C
⌈ -U	Wavelength: 6303 A	
⌈ +V		
⌈ -V		

>> Glass Block <<

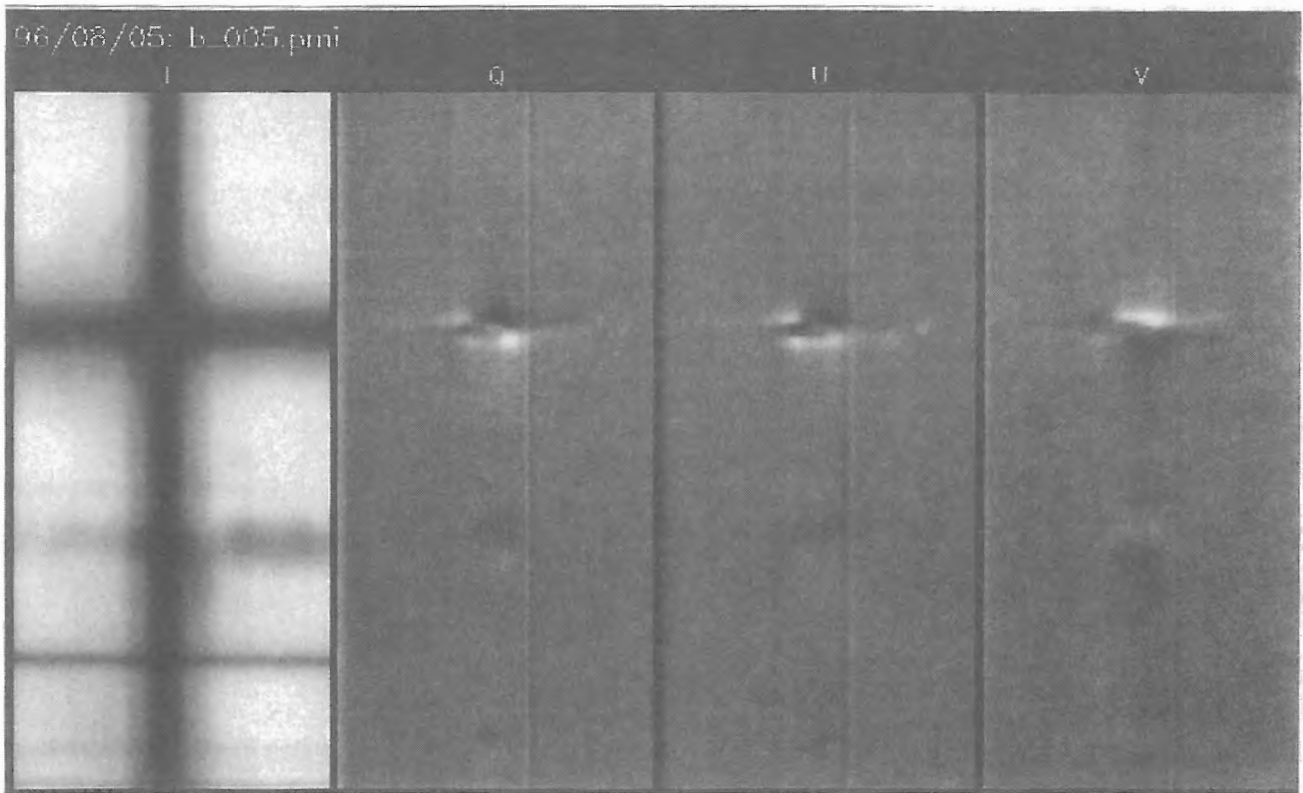
Pos.: 0 arcsec	Swing: 147 "	MkStat
⌈	Start	Stop
⌋	Origin	

観測メニュー

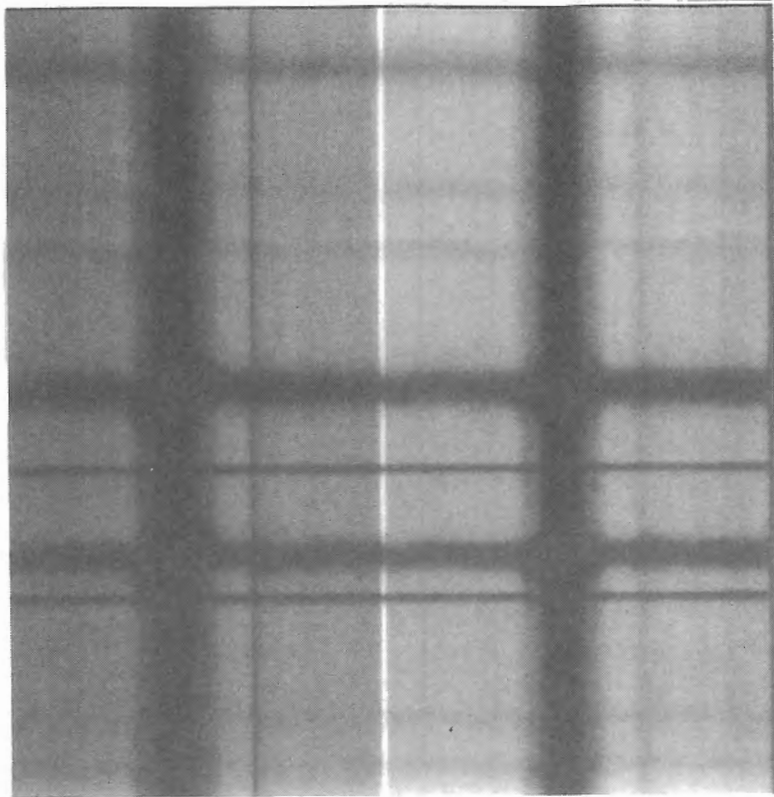
はま日観 1 Å に光のの画らは、
 中恵 5 か 3 こ偏回類たかーい
 間に月とた。0 こ各 2 種得果タ於る。
 期象 8 何き 3 V れ 4 ら結一にえ
 測現 をで 6 す。ぞたかのメ測言
 観とが、点がと示U、れ得像こり観と
 果の候た黒と Å を、そりル。ラ光る
 結度天つなこ 0 例 Q、よトル。ポ偏あ
 測年りかさる 3 測たは、にクあ本のあ
 観今まな小す 8 観し分出べでて陽効
 あれに測 0 の示成露ス像見太有



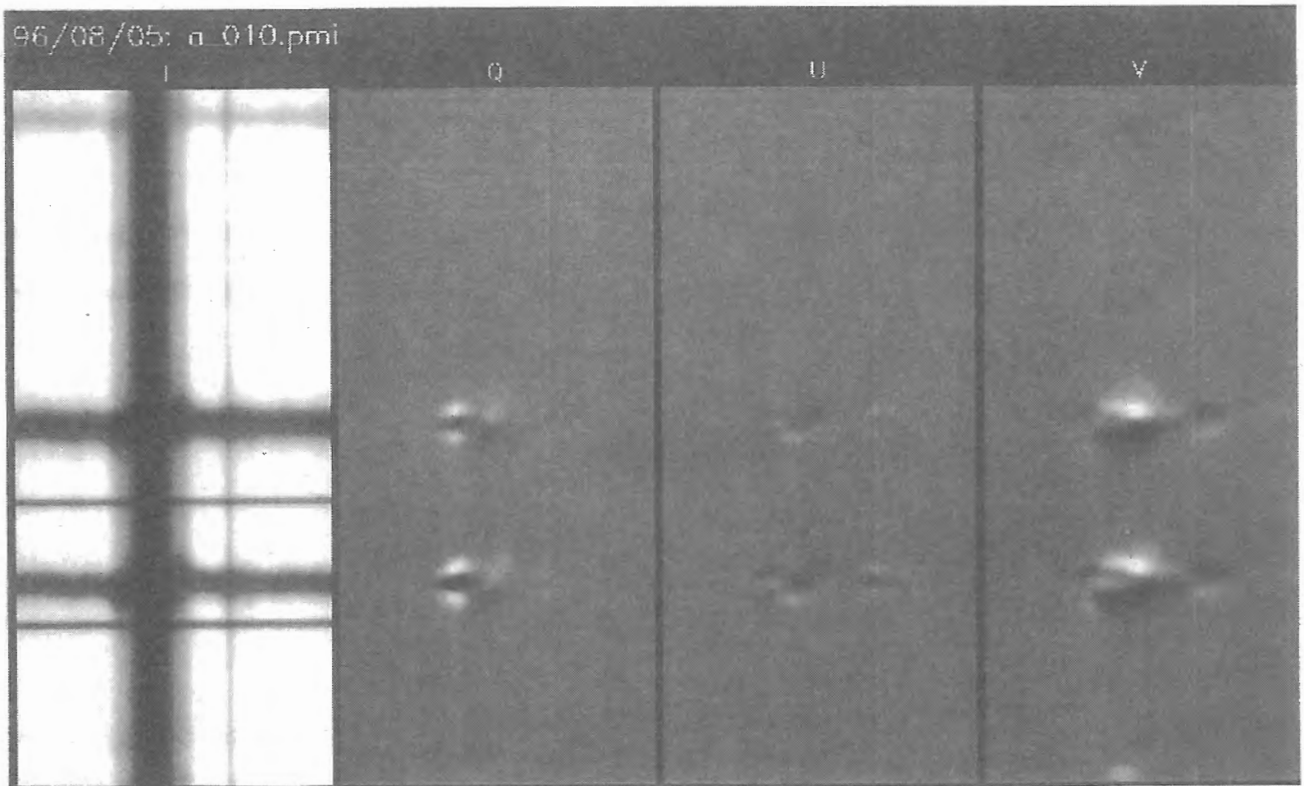
1 0 8 3 0 Å 付近の
 I ± Q スペクトル像



1 0 8 3 0 Å 付近の I、Q、U、V スペクトル像



6303 Å 付近の I ± Q スペクトル像



6303 Å 付近の I、 Q、 U、 V スペクトル像

5. 終わりに

本ポラリメーターは、96年度より本格的に観測を始めたばかりで、観測中に多少不便さも感じた。25cmコロナグラフが、来春観測可能になるまでに改良を加えさらに使いやすく有用なポラリメーターとしたいと考えている。

尚、本ポラリメーターシステムでは、名前がまだ決まっていません。N-CUP (Norikura's Corona Universar Polarimeter)、UNCO (Universar polarimeter of Norikura Corona Observatory)、POLNO (POLarimeter of NORikura) など良いアイデアがありましたら、お知らせください。

最後に、本ポラリメーターの開発に於いて、基本設計では乗鞍コロナ観測所のOBの方々、工作設計では国立天文台マシンショップの方々、その他多くの方から御助言、ご協力を頂いたことを、感謝いたします。

EXPERIMENT FOR THE CALIBRATION OF LIQUID CRYSTAL VARIABLE RETARDERS

J. Shin, K. Shinoda and K. Ichimoto (NAOJ)

I. Introduction

For the purpose of measuring the degree of polarization of lights from celestial objects, it is necessary to know the details of the polarization properties of optical systems. A newly designed system for measuring the polarization of the light from the Sun was installed in the 25cm optical telescope at the Norikura Solar Observatory, NAOJ. One of the special points of this system is that a couple of liquid crystal variable retarders are used for measuring the degree of polarization. In order to make this system be prepared for observations, a relevant calibration should be made for the determination of the characteristics of polarization. Here we briefly introduce the method of calibration that was used for the experiment and discuss the results. Since the overall configurations as well as the purpose of the new retardation system are well described in other reports, this report will focus only on the experiments for the calibration of two liquid crystals. In section II, the instruments and their arrangements are introduced. Theoretical bases for the calibration are described in section III. Section IV shows the procedure of the experiment and the results. A brief discussion will be made in section V.

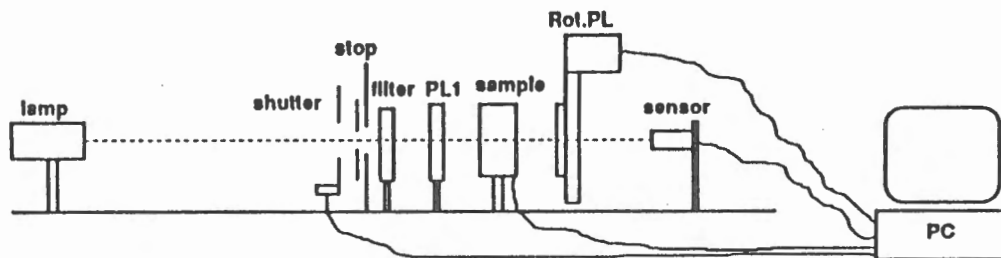


Figure 1: The configuration of the instruments used in the experiment

II. Configuration of the Instruments for the Experiment

The instrument used in our experiment is sketched in Figure 1. A halogen lamp and a He-Ne laser are used as the light source. After the light passes the mechanical shutter, which is used for taking the dark level, and the field stop, a refined spot of the light penetrates to a set of filters which consists of IR cutting filter and an interference filter with the passband of 5~40 nm. Then the light is vertically polarized by the polarizer 1 where the orientation of the axis is determined with an accuracy of about 0.2° . The vertically polarized light is now retarded by a sample liquid crystal variable retarder with the fast axis to be oriented to 45° from the axis of the polarizer 1. After being retarded by the liquid crystal, the light is analyzed by the linear polarizer 2, which rotates on the panel of a stepping motor (400 steps/rotation). Finally the intensity of the light is measured by a photodiode detector with a 12 bit sampling by an A/D convertor. The results were saved in a personal computer and used for calibrations of the retardation of the liquid crystals.

III. Calculation of the Retardation

The polarization state of a light in an optical system can be theoretically described by Stokes vectors transferred by Mueller's matrices (Shurcliff 1962) :

$$S' = M_1 M_s S \quad (1)$$

where

$$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

represents an intensity of light which is linearly polarized by polarizer 1, and,

$$M_s = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\phi + \sin^2 2\phi \cos \delta & \sin 2\phi \cos 2\phi (1 - \cos \delta) & -\sin 2\phi \sin \delta \\ 0 & \sin 2\phi \cos 2\phi (1 - \cos \delta) & \sin^2 2\phi + \cos^2 2\phi \cos \delta & \cos 2\phi \sin \delta \\ 0 & \sin 2\phi \sin \delta & -\cos 2\phi \sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \quad (3)$$

is a Mueller's matrix for the liquid crystal where the retardation is δ and the fast axis is ϕ . Now the light penetrating the liquid crystal is analyzed by the polarizer 2 which can be described with a matrix,

$$M_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ \cos 2\theta & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & 0 \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \sin 2\theta & \sin^2 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

where θ is the orientation angle of the polarizer. Using these matrices, the first element of Eq. (1) can be written as

$$2I = 1 + (\cos^2 2\phi + \sin^2 2\phi \cos \delta) + \sin 2\phi \cos 2\phi (1 - \cos \delta) \sin 2\theta \quad (5)$$

Thus, when we set $\phi = 45^\circ$, Eq. (5) becomes

$$2I = 1 + \cos \delta \cos 2\theta \quad (6)$$

Therefore, if we measure the intensity I' for multiple angles θ with rotating the polarizer 2, we can estimate the retardation of a liquid crystal, δ .

III. Procedure of the experiment

The overall procedures executed in our experiment are as follows :

- 1) Coalign each element at the axis of the optical bench by using a laser source as Figure 1.

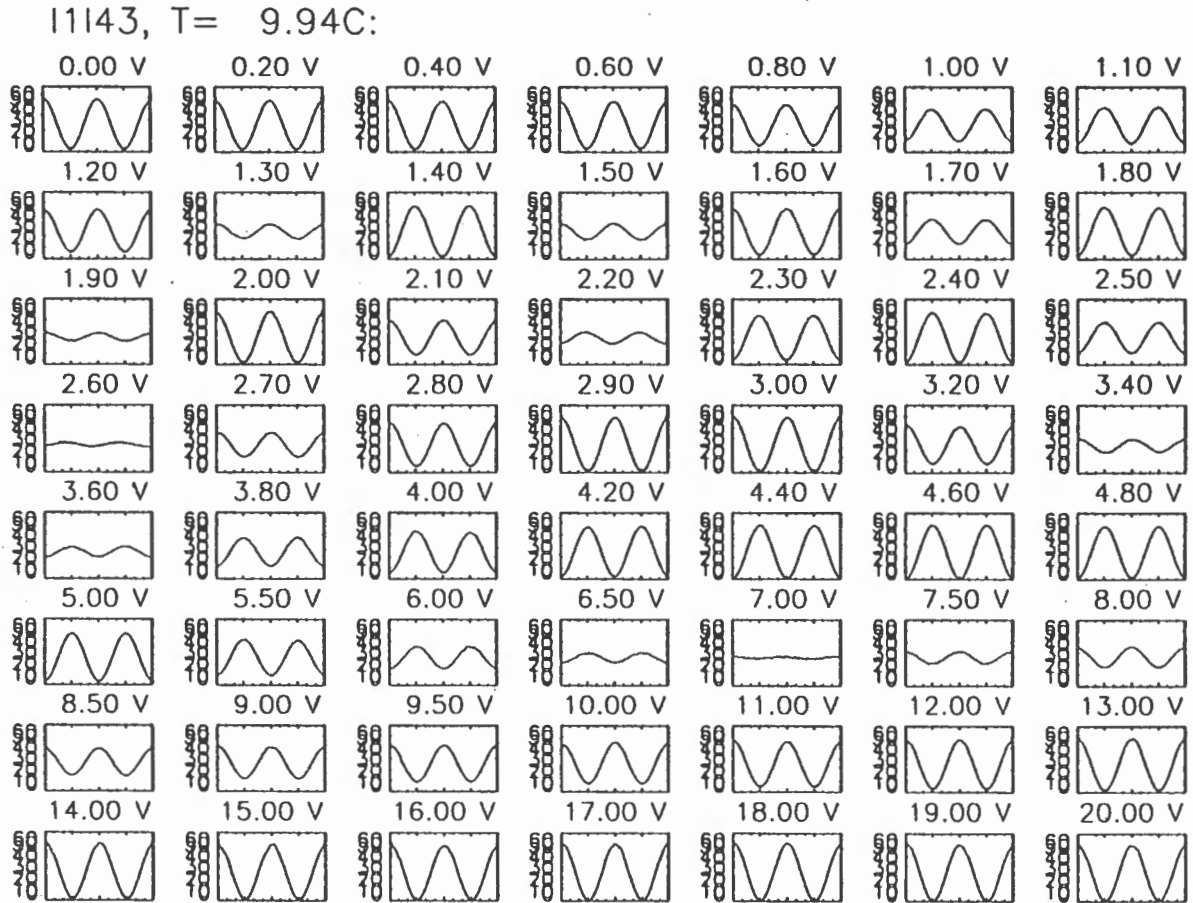


Figure 2 : Variation of the intensity with the rotation of the polarizer 2.

- 2) Determine the zero point of a pulse motor at which the axes of the polarizer 1 and 2 are in parallel.
- 3) Set a sample LC between polarizers and rotate the polarizer 2 to check the variation of the intensity. The orientation of the LC was adjusted so as to make the phase of the intensity variation be the same as the case of no LC. Thus the fast axis of the LC was set to be parallel to the axis of polarizer 1.
- 4) Rotate the sample LC by 45° .

11143

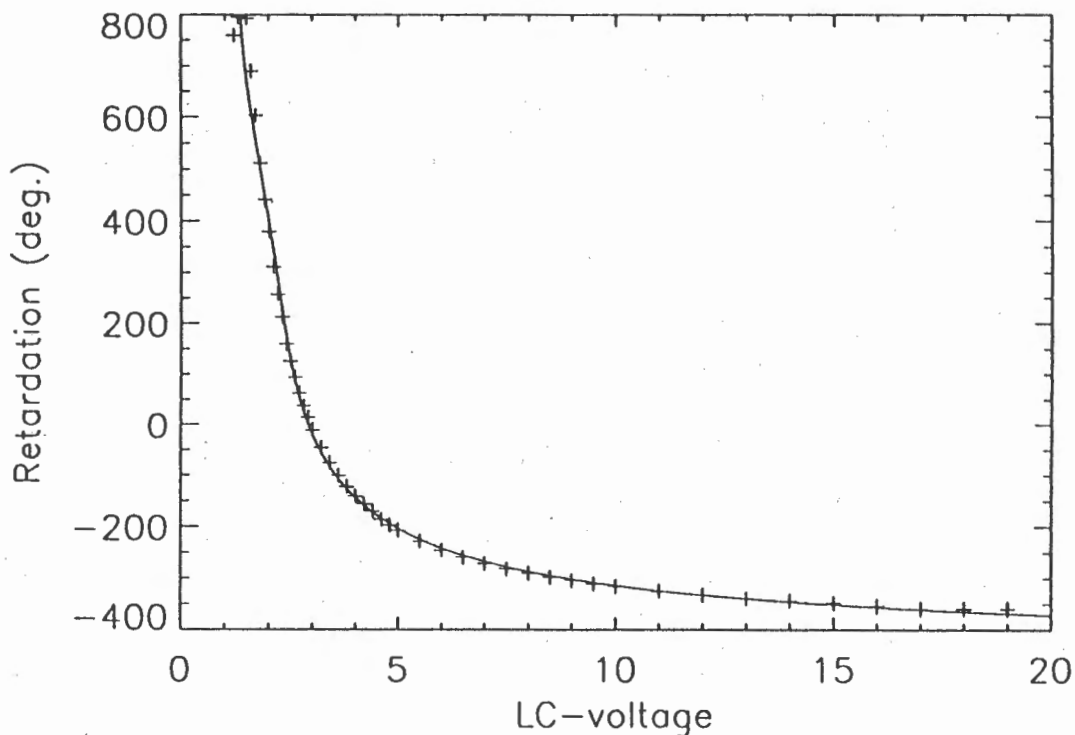
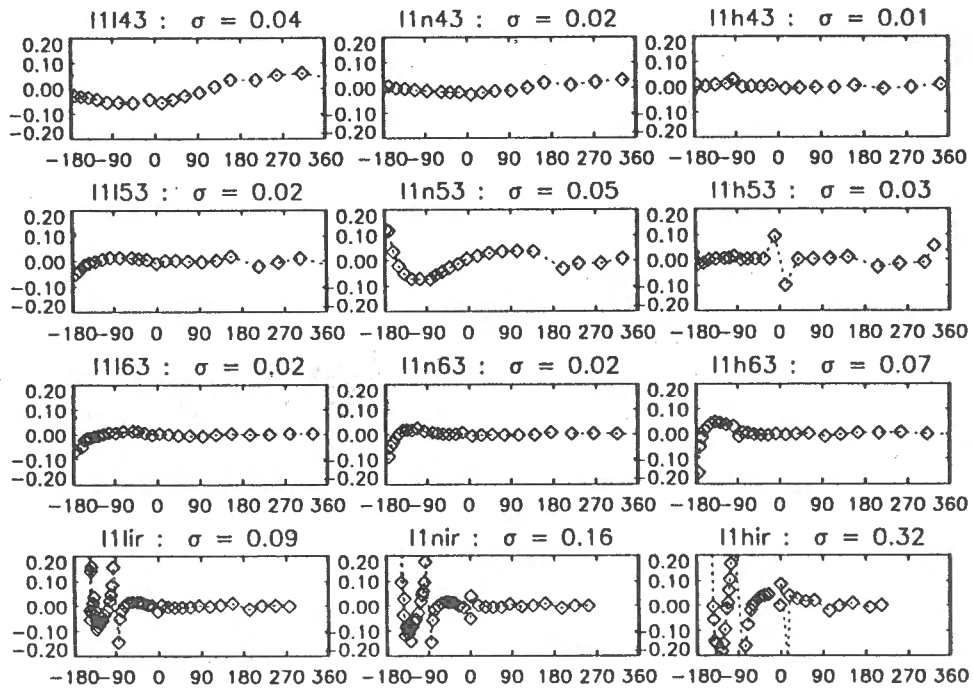


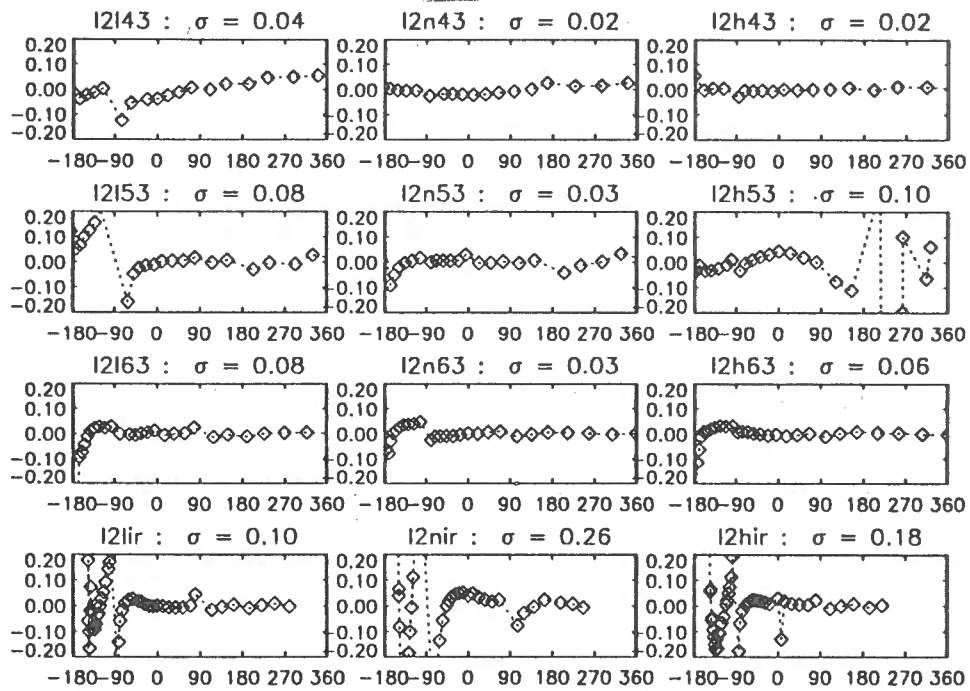
Figure 3: Variation of the retardation against the voltages. The '+' signs show the measured values and the solid curve is the result of a polynomial fitting of the measured values.

- 5) Put the voltage on the LC and start the measurement by rotating the polarizer 2. Intensity was recorded at 100 points in one rotation.
- 6) Close the shutter and take the dark level.
- 7) Determine the retardation using Eq. (5).

The sensitivity of the detector to the polarization was confirmed to be smaller than the detection limit prior to the experiment by rotating the detector. By changing the voltage loaded on the liquid crystal and repeat the measurement, we could get a number of curves of the intensity variation. They are shown in Figure 2. With these results, we derived the retardations for each voltage. One of the results is shown in Figure 3 where the wavelength is 4317Å and the temperature of the LC is 9.94° C.



(a)



(b)

Figure 4: (a) The deviation of the polynomial fitting from the experimental data for LC 1. From the top to the bottom, the results for different wavelengths (4317, 5303, 6328, and 10640 Å) are shown. From left to the right, the results are given for LC temperatures of about 10, 25, and 40°, respectively. (b) The same as (a) but for LC 2.

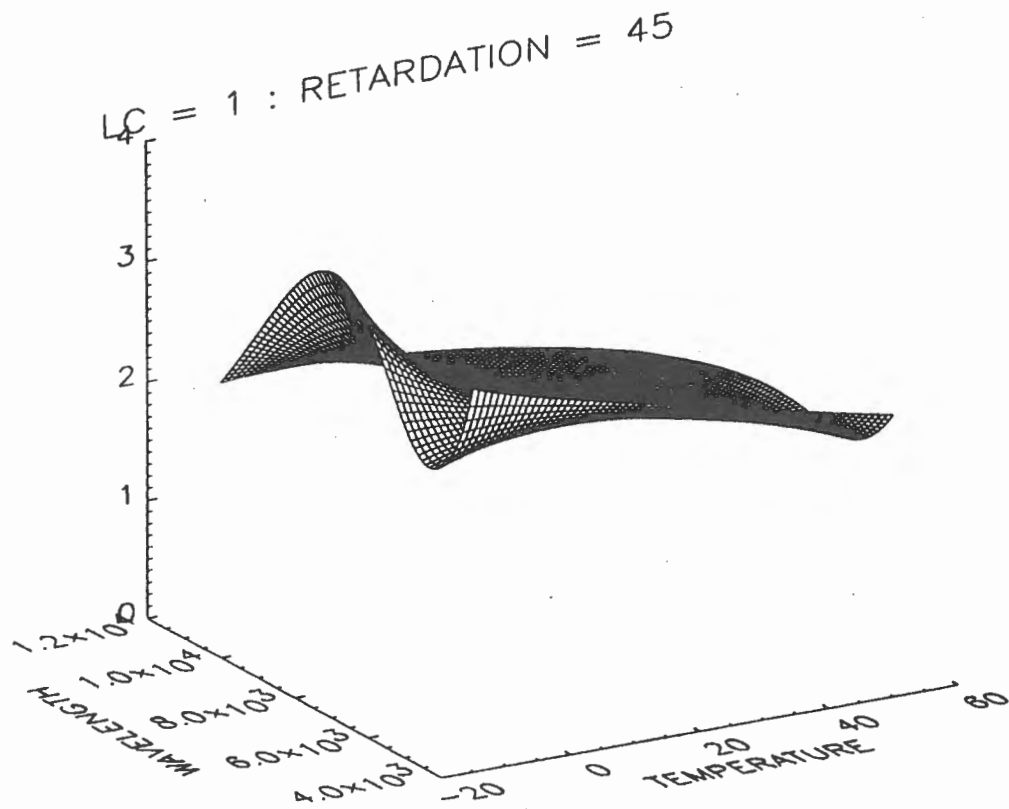


Figure 5: Two dimensional surface of the voltage against wavelength and temperature for the determining the desired voltage to achieve $\delta = 45^\circ$.

Since the experimental data contains noisy components, we substituted them with smooth mathematical form of curves for the calibration of retardation. A fifth order inverse polynomial equation was used for the fitting of each data set and the equation used can be written as follows:

$$\delta = 1 / \sum_{i=0}^5 a_i v^i. \quad (7)$$

where v is the voltage and δ is the retardation of liquid crystal, respectively. Total 12 mathematical curves were obtained from the fitting of each data set given at 4 wavelengths (4317, 5303, 6328, and 10640 Å) and 3 temperatures (about 10, 25, and 40°), respectively. Same experiments were made for two liquid crystals with the same procedure.

In Figure 4, the deviations of the measured values from the fitting curve of the mathematical function are shown. As seen in these plots, it is clear that the curves are well fitted with the errors less than 0.2° . Therefore it is thought that there would be no problem in using the fitting curve for the calibration.

Now it becomes possible for us to get desired retardations for arbitrary wavelengths and temperatures: to get a retardation δ , at first we read the voltage for the δ from Figure 2. Then total 12 values of the voltages corresponding to 4 wavelengths and 3 temperatures are obtained. Now we do the 2-dimensional spline fitting for these 12 points. The surface obtained from this fitting is shown in Figure 5. By checking the temperature of liquid crystal and using this surface, we can obtain the desired voltage for the retardation δ at a certain wavelength.

IV. Conclusions

We have made an experiment for the calibration of two liquid crystal variable retarders using instruments for measuring the retardation. The mathematical curves and surfaces successfully fit the obtained data with good accuracies, which means that the data having good qualities were obtained from the experiment. Therefore now it becomes possible to use these two liquid crystal for the observation of the degree of polarization of the light from the Sun. We believe that these results with good accuracies enable us to get reliable data in real observations.

Though the experiments were well made, there are some points which should be considered carefully. At first, though specially designed cooler and heater were used, the homogeneity of the temperature of the liquid crystals is not well known. It was revealed from our experiment that the variation of the retardation is rather sensitive to the variation of the temperature. Also only 12 points were used for the surface fitting: it would have been much better in their fitness if we got as many as data points from our experiment.

We may discuss some evaluation errors which should be considered in our

experiment as follows:

1) For evaluating the effect of jittering of the light source, we measured the time variation of the intensity by simply using the light source and the detector. This showed that the variation was about 0.4% in RMS. Since the variation of the light source or the detector is much faster than the measuring time scale and it happens almost randomly, we may expect that the 100 points' measurement per 1 rotation makes these effect of jittering ten times lower.

2) In measuring the retardation δ from the experiment, we determined $\cos\delta$ from Eq. (6) with a certain accuracy. For this reason, the error in the retardation increases as it approaches to 0 or 180 degrees.

3) Because the shift of the beam due to the polarizer on the rotating plate modulate the intensity with one cycle per rotation, it is thought that this effect does not cause errors in measuring the retardation. When we measured the variation of intensity by attaching transparent plate instead of the polarizer, the amplitude of one wave number is about 0.2%.

4) Errors in the angle of the rotating stage was quite small (less than 0.1°) and the error in setting the holder is about 0.5° .

REFERENCES

Shurcliff, W. A., 1962, *Polarized Light*, Harvard University Press

乗鞍ポラリメータ・精度と観測例

一本 潔 (国立天文台)

概要：

一般に液晶可変リターダを用いたポラリメータは、Q,U,V間のクロストークによる偏光誤差に関しては回転式波長板によるポラリメータよりも精度を出しにくいと考えられる。しかし、乗鞍25cmコロナグラフ用に開発された液晶ポラリメータは、2偏光同時観測を実現することにより、比較的偏光の小さい対象については、フォトンノイズリミテッドのシステムになっている。乗鞍ポラリメータの特徴は、望遠鏡による人為偏光の小さいこと、および、あらゆる波長に対応できる汎用性にあり、この特徴を生かした観測プランの立案が望まれる。

1 クロストーク

比較のため、一枚の回転波長板 ($\delta = 127^\circ$ 、1回転につき16点サンプリング) によるポラリメータと2枚の可変遅延素子によるポラリメータについて、遅延量や据え付け角度の誤差がどの程度のクロストークを生むかを評価した。クロストークの大きさは、ミューラー行列による表記から導かれる下式、「クロストーク行列」の成分によって表すことができる。

$$\begin{bmatrix} \Delta I \\ \Delta Q \\ \Delta U \\ \Delta V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \circ & \circ & \circ & \circ \\ \circ & \Delta & \square & \times \\ \circ & \square & \Delta & \times \\ \circ & \times & \times & \Delta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}$$

ここで、左辺 $\Delta I, \Delta Q, \Delta U, \Delta V$ は各成分の測定誤差、行列の各成分は、偏光素子の遅延量誤差 ($\Delta\delta$) と角度誤差 ($\Delta\phi$) の関数であり、以下の意味を持つ。

- — $I \leftrightarrow Q, U, V$
- △ — 偏光率をファクター倍する誤差
- × — 直線偏光 \leftrightarrow 円偏光 クロストーク
- — $Q \leftrightarrow U$ クロストーク (直線偏光の方位角誤差)

2つのタイプのポラリメータについて $\Delta\delta = 1^\circ$ 、 $\Delta\phi = 1^\circ$ の場合に生じるクロストークの大きさを計算した。

	回転波長板		可変遅延素子	
	$\Delta\delta = 1^\circ$ (一定)	$\Delta\phi = 1^\circ$ (ランダム)	$\Delta\delta = 1^\circ$ (ランダム)	$\Delta\phi = 1^\circ$ (一定)
△ (Q,U,V)	1.3%	1.4% ~ 0	0.1%	
× (V \leftrightarrow Q,U)	0	1.4%	1.6%	0
□ (Q \leftrightarrow U)	0	1.4%	1%	4.5%

偏光変調において変動する量は、回転波長板の場合 ϕ 、可変遅延素子の場合 δ であり、これらの制御誤差がクロストークの主な要因となるだろう。回転波長板の角度を 1° 以下の精度で制御することは比較的簡単と思われる。一方、液晶遅延素子の遅延量の制御精度は、温度に対する依存性もあるため、 1° かそれよりも幾分劣る可能性がある。従って、これらの計算より、液晶遅延素子によるポラリメータは回転波長板に比べてクロストークの点では精度を出しにくいということができよう。尚、乗鞍の液晶ポラリメータの場合、角度の取付け精度 ($\Delta\phi$) は 0.5° 程度であるので、これによる $Q \leftrightarrow U$ クロストークは 2%、偏光方位角の誤差は 0.8° 程度と考えられる。

ただし、クロストークが問題となるのはもともとかなり大きな偏光を持っている観測対象の場合のみであり、微弱な偏光をとらえる上ではあまり問題とならない。液晶遅延素子によるポラリメータの特徴は、広い波長に自由に対応できることである。これらの特性を生かした観測を行うことが望ましい。

2 初期観測例

CCD上にはサバール板によって分けられた2つの直交する偏光スペクトルが同時に写る。偏光観測は通常、片方のスペクトルが $I+Q$, $I-Q$, $I+U$, $I-U$, $I+V$, $I-V$ となるように液晶を制御し、6回の露出を行うことによって達成される。図1は $\text{FeI } 6303 \text{ \AA}$ による黒点の観測例である。これから偏光率 Q, U, V はそれぞれ2回の露出 (計4枚のスペクトル) を用いて求められる (図2)。

このように通常観測においては同じ偏光情報 (たとえば $I+Q$) を2度撮ることになり、原理的には冗長な情報を取得していることになる。しかしこれによって、以下のように偏光測定の精度を高めることができる。すなわち、2偏光を同時に取得することによって2回の露出間の像の揺らぎによる疑似偏光シグナルを押さえ、CCD上の同じ場所で+-両偏光を取得することによって検出器の感度むらによる誤差を取り除くことが可能になる。図3はこの効果をみるために、CCD上の片方のスペクトルのみ、および、一回の露出で得られた2つのスペクトルのみを用いて、実験的に Q, U, V を求めたものである。これから、ともに偏光の弱いところで1-2%の疑似偏光が生じており、4枚のスペクトルを用いる方法が精度を高める上で有効であることを示している。

図4にコロナ輝線 $\text{FeXIV } 5303 \text{ \AA}$ の観測例を示す。 Q に有意なシグナルがみられ、輝線がリムに垂直な方向に直線偏光していることを示しているが、偏光率は0.3%程度でこれまでの観測から期待される値よりかなり低い。図には1セットの観測から求めた Q, U, V と、10数回の観測を積算した結果を示してある。1回の観測 (精度 $\sim 0.4\%$) については、フォトンノイズが観測の精度を決めていることがわかる。しかし、積算した場合 (精度 $\sim 0.1\%$)、CCDによる人為的なパターン (原因不明) が発生している。

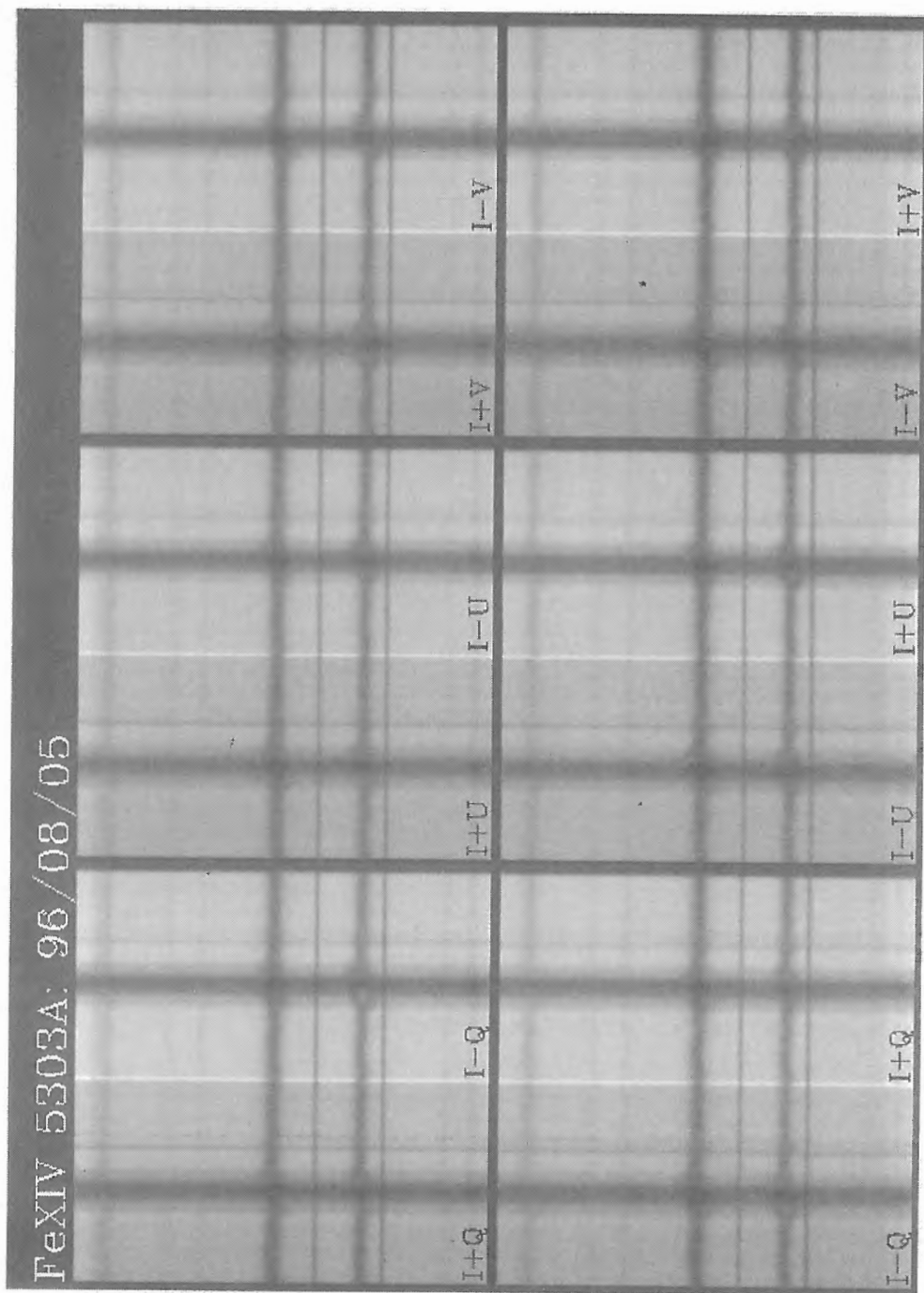


図 1: 観測で得られる 1 セットの偏光スペクトル。FeI 6303 Å 付近。黒点を含む。

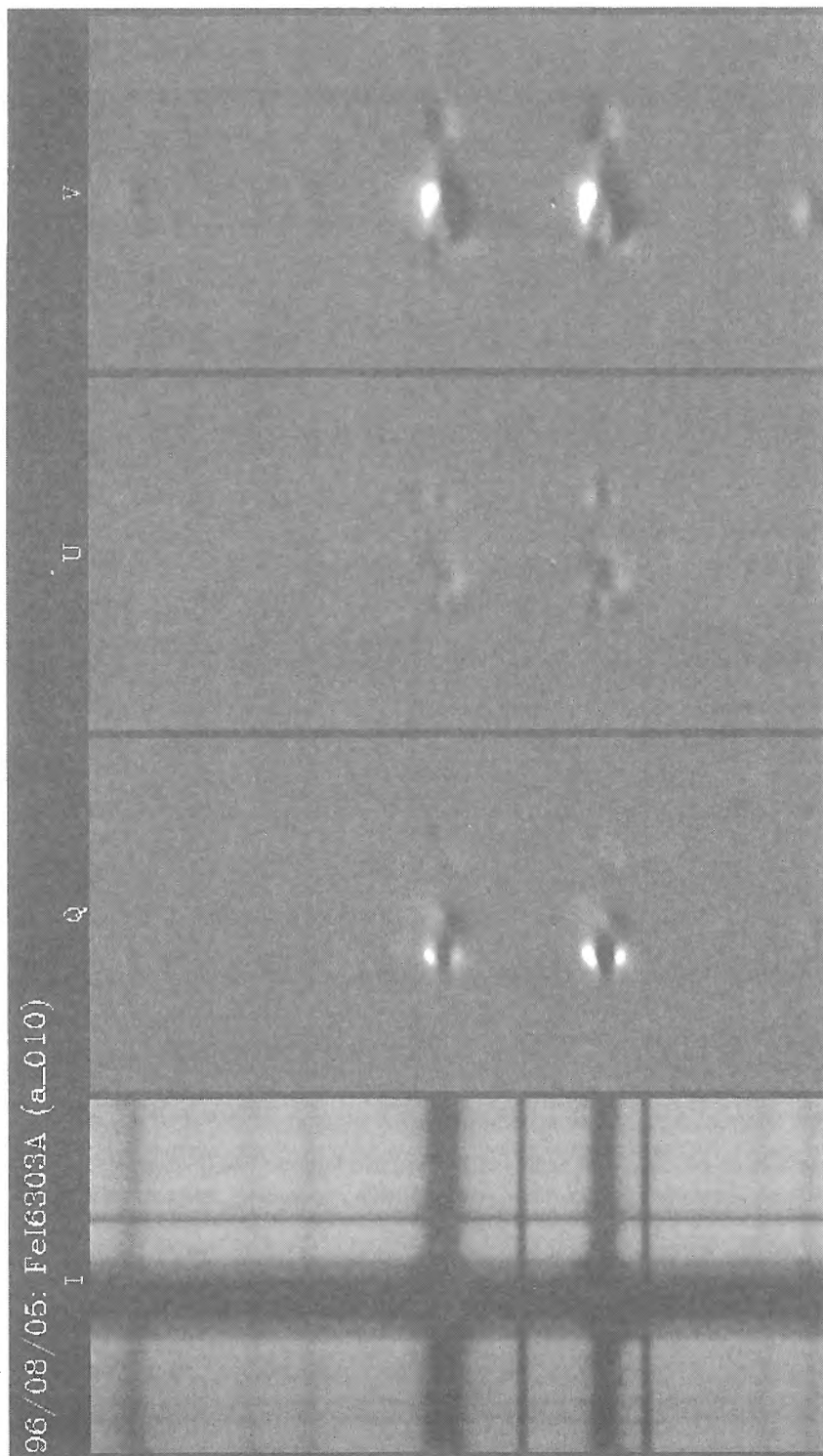


図 2: FeI 6303 Å による黒点の I, Q, U, V スペクトル。黒点において典型的な偏光プロファイルがみられる。

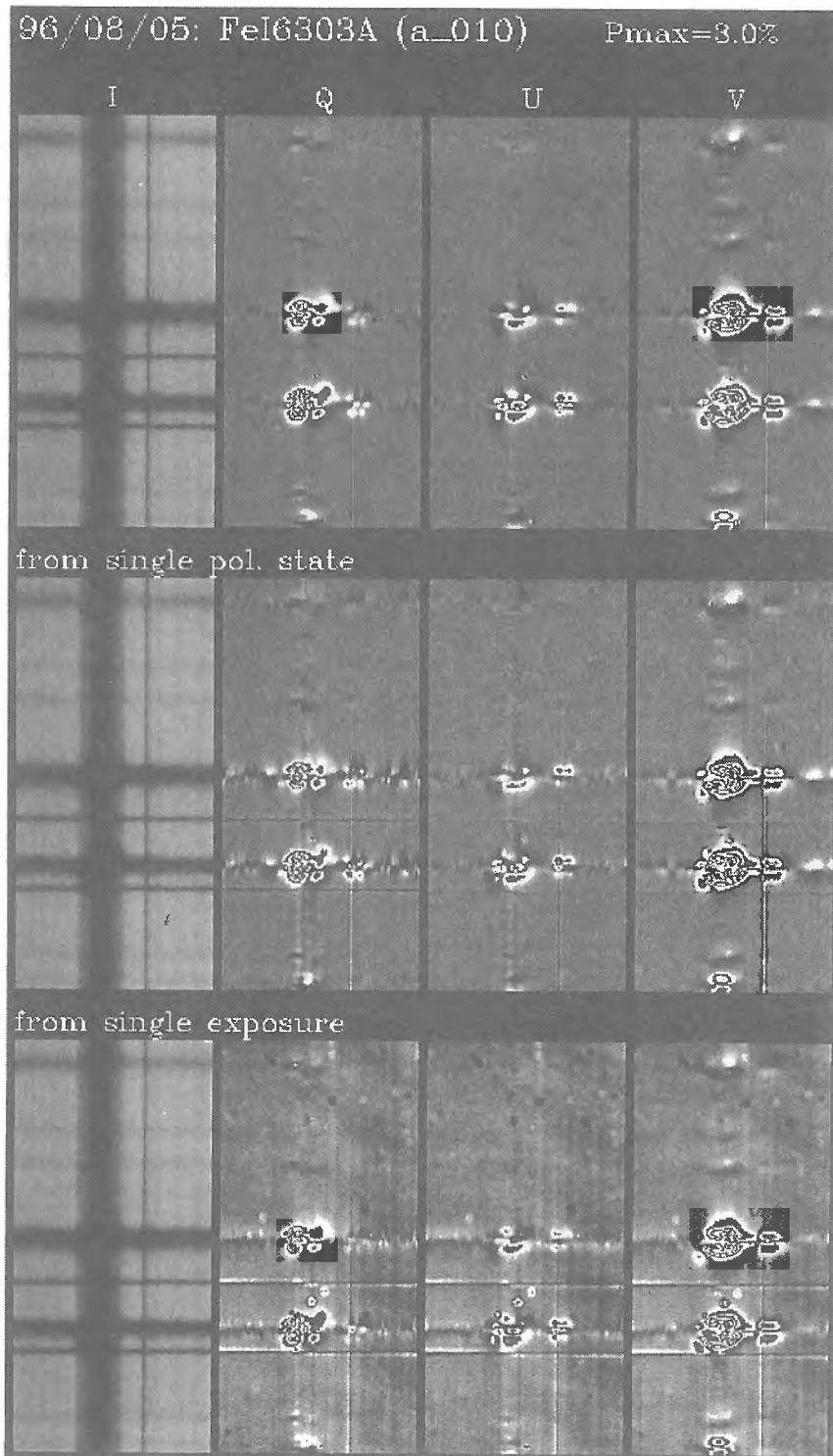


図 3: 実験的に求めた FeI 6303 Å による黒点の I,Q,U,V スペクトル。上から、得られたスペクトルをすべて使った場合、CCD上の片方のスペクトルのみを使った場合、一回の露出で得られた2つのスペクトルのみを使った場合。濃度はすべて、-3% - 3% にスケールリングしてある。片方のスペクトルのみの場合、2回の露出間の像揺らぎによる疑似シグナルが発生している。一回の露出のみの場合、CCDの感度むらによる誤差が発生している。

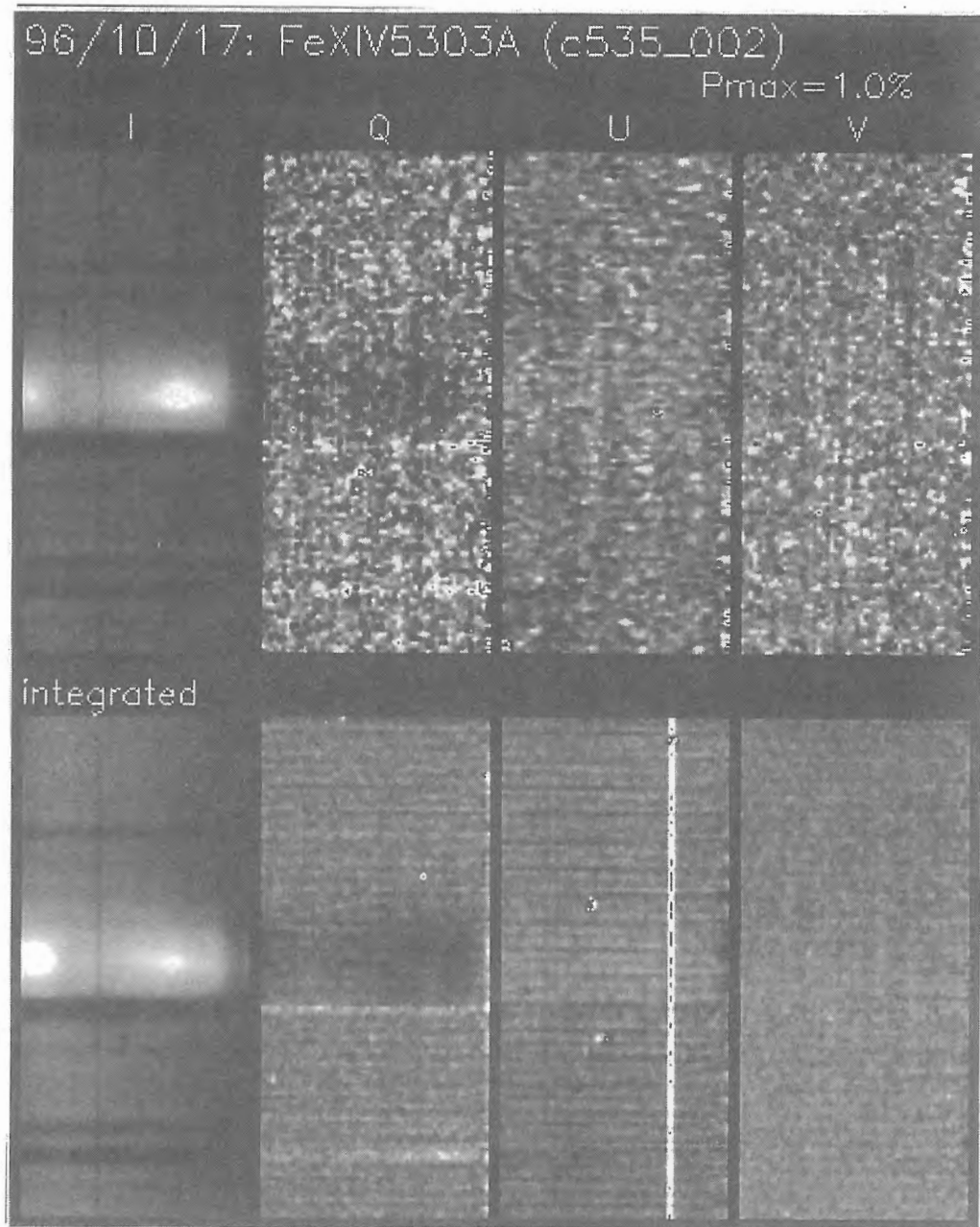


図 4: コロナ輝線 FeXIV 5303 Å 観測例。上は 1 回の観測から求めたもの、下は 10 数回の観測を足し合わせたものである。Q,U,V の濃度は-1% - 1% にスケールリングしてある。Q にみられる有意なシグナル (約 0.3%) は輝線がリムに垂直な方向に偏光していることを示している。U にも弱い正のシグナルがみられるが、これはコロナ磁場のわずかな傾きを表しているのかも知れない。円偏光には有意な信号は認められない。

Stark 効果によるコロナ電場の診断

小路 真木子 (京大理)

shoji@kusastro.kyoto-u.ac.jp

Stark 効果は Zeeman 効果に比べてはるかに馴染みが薄く、詳しく書かれた教科書もほとんどないので、今回は観測事例よりも、Stark 効果自体に重点を置いてまとめてみた。発表時の内容に比べ、磁場が存在する場合について、かなり補足してある。

実際にどの現象をどのように観測するべきかについては、ここで紹介した基礎知識をもとに、各現象に詳しい人に検討してもらいたい。

1 Stark 効果の原理と特徴

Stark 効果について勉強するには、White (1934) が詳しい。実用的には Foukal and Hinata (1991) のレビューなどが手っ取り早い。

1.1 一般の原子における Stark 効果

原子に外から電場 E がかかると、その大きさ E に比例した電気双極子モーメントが発生する。その比例係数は全角運動量ベクトル J の E に対する向き、すなわち方向量子数 M_J に依存する。この電気双極子が E により力を受け、結局 E^2 に比例したエネルギー準位の変化が起きる。(第 2 次 Stark 効果)

ただし、 $+M_J$ と $-M_J$ は E に対して同一の振舞いをするので、 $\pm M_J$ の縮退は解けない。

第 2 次 Stark 効果はすべての原子で起こるが、変化量は 10^4 V cm^{-1} でも微細構造のスケールである。

1.2 水素の場合——第 1 次 Stark 効果

水素および水素型イオンでは、主量子数・全角運動量は同じだが軌道角運動量が違う軌道がほぼ同じエネルギーを持ち、縮退状態にある。このような準位は外部電場で電気双極子を励起してやらなくても解離が起こり、 E に比例する第 1 次 Stark 効果が現れる。

第 1 次 Stark 効果は $E < 10^5 \text{ V cm}^{-1}$ 程度の電場では第 2 次 Stark 効果よりはるかに大きく、 $E > 10 \text{ V cm}^{-1}$ では通常 “strong field case” として扱う (磁場の場合の Paschen-Back 効果に相当)。

水素型イオンの第 1 次 Stark 効果によるエネルギーの変化量 ΔU は、

$$\Delta U \propto n(n_1 - n_2) \frac{E}{Z^2} \quad (1)$$

という形であらわされる。 Z は原子番号、 E は電場の大きさ、 n は主量子数。 n_1, n_2 はそれぞれ0から $n-1$ までの整数値をとることができ、 $m_l = n - n_2 - n_1 - 1$ の関係がある。

正確には、さらにスピン-軌道相互作用による微細構造の項がつく。ここではその詳細は省くが、微細構造をまったく無視できるのは、 $H\alpha$ で $E \gg 1000 \text{ V cm}^{-1}$ 、P18なら $E \gg 5 \text{ V cm}^{-1}$ とされる。

第2次 Stark 効果も一緒に書くと、具体的な大きさは(水素の場合)

$$\Delta U = 6.42 \times 10^{-5} n(n_1 - n_2) E + 5.22 \times 10^{-16} n^4 [17n^2 - 3(n_1 - n_2) - 9(n - n_1 - n_2 - 1)^2 + 19] E^2$$

となる。ただし ΔU の単位は cm^{-1} (波数)、電場 E の単位は V cm^{-1} である。

第2次の項を無視すると、波長 $\lambda \text{ cm}$ のラインのずれは

$$\Delta \lambda = 6.42 \times 10^{-5} \lambda^2 [n(n_1 - n_2) - m(m_1 - m_2)] E \quad (2)$$

で与えられることになる。Zeeman 効果における Landé factor のようなものはない。

1.3 選択律

選択律は磁場の場合と同様

$$\begin{cases} \Delta m_s = 0 \\ \Delta m_l = 0 & (\pi \text{成分}) \\ \Delta m_l = \pm 1 & (\sigma \text{成分}) \end{cases}$$

である。 π 成分は E に平行な直線偏光、 σ 成分は E に垂直な直線偏光になる。電場に沿った方向から見ると σ 成分だけが見えるが、 $\pm m_j$ が縮退しているので、円偏光は常に打ち消され、無偏光になる。

π, σ ともに多数の成分が現れるが、全体として見ると、Zeeman 効果とは逆に π 成分の方が外側寄りになる。各成分の強度も量子力学から計算されるが、説明は省く。

多くの場合、Stark パターンを知るのには Underhill and Waddell (1959) の表が使われている。この表には、Lyman, Balmer, Paschen, Brackett 各系列 $n = 18$ までのラインの、Stark 成分の位置と強度が示されている。微細構造や磁場は考慮していない。Casini (1996) や Casini and Foukal (1996) がこれらを考慮した計算をしているが、今のところ表の形になったものは存在しないようである。

2 Electrograph

Electrograph は Sac Peak に実在し、それを紹介した Moran and Foukal (1991) が手頃な解説書になっている。磁場も含めた話は、Casini and Foukal (1996)などを参照。

2.1 原理

$$\begin{cases} \theta_{max} \text{と} \theta_{min} \text{の方向} & \Rightarrow \text{電場の向き} \\ \theta_{max} \text{と} \theta_{min} \text{の線幅の差} & \Rightarrow \text{電場の強さ} \end{cases}$$

Stark 効果は Zeeman 効果と違って円偏光が使えないので、 σ 成分と π 成分の違いを利用する。いろいろな向きの直線偏光を取り出した時、ライン幅が一番広く見える向きを θ_{max} 、一番狭い向きを θ_{min} とすると、 θ_{max} が電場 E の (視線に垂直な面に投影した) 方向になる。ただし、向きまではわからない。また、 θ_{max} と θ_{min} での線幅の違いを計算と比べることで、電場の強さがわかる。偏光を利用する electrograph では、視線と平行な電場は検出できない。

幅を測るには、主に FWHM が使われている。しかし π 成分が完全に広がると中央がくぼんだ形になるので、Casini and Landi Degl'Innocenti (1995) の提唱する 2 次のモーメント (標準偏差) を使う方が、計算もしやすく妥当だろう。

2.2 適したライン

- 水素
- 波長が長い系列
- 高次のライン
- 観測可能なもの

基本的に、大きな Stark 効果があらわれるものがよい。第 2 次 Stark 効果しか現れないものは問題外として、(1) 式より、第 1 次 Stark 効果を示すものの中でも、 $Z = 1$ の水素が最大。(2) 式より $\Delta\lambda \sim \lambda^2 n^2 E$ なので、 λ, n が大きい方がよい。高次の線は光学的に薄く、計算しやすいという利点もある。そしてもちろん、emission measure や 観測装置の問題で、観測できなければ話にならない。

具体的には、

- 高次の Balmer 線
- 高次の Paschen 線
- 12-8, 15-9 の遷移による $11 \mu\text{m}$ 付近のライン

などになる。

Balmer 線は昔からよく観測に使われているラインである。Paschen は Balmer ほど強いエミッションは出にくいですが、より長波長かつ CCD で十分観測可能 (P18 で 8438 \AA)、赤外域なのでブレンドするラインが少なく解析しやすいなどの利点がある。

最近では、プロミネンスでエミッションが確認され、Stark 効果による π 成分と σ 成分との線輪郭の差が大きい、12-8 や 15-9 の遷移による $11 \mu\text{m}$ 付近の線が有望として提案されている (Casini and Foukal 1996)。

表 1: Stark sensitivity の比較

Line	FWHM(Å)	$\Delta\sigma(\text{mÅ})$	$E(\text{V cm}^{-1})$	crit. ($\text{V cm}^{-1} \text{ G}^{-1}$)
H α	1	10	1000	0.231
H α	10	10	3000	0.231
H18	0.35	10	35	0.004
P10	0.8	10	35	0.015
P18	0.8	10	10	0.004
12-8	8.7	900	10	0.017
15-9	11	2400	10	0.010

2.3 線幅に影響する機構

ラインの幅を変化させるメカニズムには、以下のようなものがある。

- 速度場による Doppler 効果
- 磁場による Zeeman 効果
- 電場による Stark 効果
 - pressure broadening
 - macroscopic electric field

これらのうち、偏光を起こさない Doppler 効果と pressure broadening は electrograph には支障ない。

問題になるのは Zeeman 効果である。幸い水素の線は Zeeman 効果があまり効かず、100 G で 10 mÅ 以下 (Paschen 系列の場合) とされるが、偏光観測の場合にどの程度影響が出るかについては、もう少し検討する必要がある。

Zeeman 効果では σ 成分の方が外側に来るため、 π と σ の幅の差を小さくする方向に働く。Casini (1996) によると、幅の変化量 $\Delta\sigma$ をゼロするような磁場の強さは、 E と B が平行な場合、

$$\left(\frac{E}{B}\right)^{crit} = \frac{\mu_0}{e_0 a_0} \frac{1}{\sqrt{3A_2(n, m)}} \quad (3)$$

で与えられる。 μ_0 は Bohr 磁子、 e_0 は素電荷、 a_0 は Bohr 半径である。 $A_2(n, m)$ の値は Casini (1995) が計算している。臨界値付近を除けば、磁場の向きや大きさが変化しても $\Delta\sigma$ にはほとんど影響しない。

代表的な線について、どの程度の測定が可能か比較できるように、Casini and Foukal (1996) のグラフからおおよその値を拾ってみた (表 1)。(3) 式による臨界値も計算しておいたので参考にしてほしい。FWHM は電場・磁場のない状態での線幅である。微細構造および 10-100 G の磁場を考慮して計算しているが、磁場の大きさによる差は見られない。

3 電場が現れる状況

この節は Foukal and Hinata (1991) を参考にした。大きさの見積りなどもされていたのだが、筆者には理解し切れなかったので、直接原論文に当たってほしい。

3.1 電荷が磁力線を横切って動く場合

電荷が磁力線を横切るように動くと、

$$E = \frac{v}{c} \times B$$

により磁場に垂直な電場ができる。

v の原因は、大きく分けると2通りある。外力によってプラズマが動く場合(磁力線再結合の際の inflow region、postflare loop など)、動いているプラズマ自体は電場を感知できない。しかし抵抗なしに回路が閉じない限り、外側に電位差が現れているはずなので、それを観測できる可能性がある。また、実際に観測するのは中性水素の Stark 効果であるから、荷電粒子と中性原子との間に速度差があれば、電場を検出できる。

一方、プラズマが巨視的には電場を打ち消すように運動しても、内部には必ず速度分散があるので、磁場さえあればどこでも電場が現れ得る。この場合、速度分布が等方的なため、 B に沿った方向から見ると偏光は検出できない。

この他、短周期で変動(振動)する電場があれば、荷電粒子の移動が追い付かず、電場が感知される可能性がある。

3.2 電流が存在する場合

電気抵抗 η がゼロでなければ、電流があるところには

$$E = \eta J$$

により電流に平行な電位差が存在する。Current sheet, return current などが候補である。

4 これまでの観測例

“コロナ電場”と言っても、Stark 効果が観測できるのは中性水素であるから、実際には prominence の類になる。

巨視的電場を観測から求めた例を、表 2,3 に紹介しておく。偏光観測を使わない方法は、線幅そのものを計算と比較するものである。

最初に electrograph を提案した Dravins (1973) の観測は、 $H\alpha$ を使った video electrograph で、ノイズしか出なかった。その後の観測でも、偏光からはあまり有意な結果は得られていないようである。狙うとしたら post-flare loop であろうか。

表 2: 巨視的電場の観測例 1 (偏光観測なし)

	Line	対象	電場 (V cm ⁻¹)
Oks(1978)	Balmer	flare	~ 10 ²
Foukal, Miller, Gilliam(1983)	Balmer	postflare loop	~ 170
Foukal, Little, Gilliam(1987)	Balmer, Paschen	eruptive prominence	< 10

表 3: 巨視的電場の観測例 2 (偏光観測あり)

	Line	対象	電場 (V cm ⁻¹)
Dravins(1973)	H α	active region	検出できず
Foukal, Hoyt, Gilliam(1986)	Balmer	postflare loop	~ 40
Moran, Foukal(1991)	P18	prominence	< 5-10

参考文献

- Casini, R. : 1995, A&AS **114**, 363.
 Casini, R. : 1996, A&A **307**, 653.
 Casini, R., Foukal, P. :1996, Solar Phys. **163**, 65.
 Casini, R., Landi Degl'Innocenti, E. : 1995, A&A **300**, 309.
 Casini, R., Landi Degl'Innocenti, E. : 1996, Solar Phys. **164**, 91.
 Dravins, D. : 1973, Astrophys. Lett. **13**, 243.
 Foukal, P., Hinata, S. : 1991, Solar Phys. **132**, 307.
 Foukal, P., Hoyt, C., Gilliam, L. : 1986, ApJ **303**, 861.
 Foukal, P., Little, R., Gilliam, L. : 1987, Solar Phys. **114**, 65.
 Foukal, P., Miller, P., Gilliam, L. : 1983, Solar Phys. **83**, 83.
 Hinata, S. : 1987, Solar Phys. **109**, 321.
 Moran, T., Foukal, P. : 1991, Solar Phys. **135**, 179.
 Oks, E. : 1978, Soviet Astron. Lett. **4**, 223.
 Underhill, A., Waddell, J. : 1959, NBS Circ. No.604
 White, H. : 1934, *Introduction to Atomic Spectra*, McGraw Hill, New York.

コロナ磁場と偏光

北井 礼三郎 (京大・理・飛騨天文台)
 一本 潔 (国立天文台)

1. はじめに

太陽コロナからの可視・近赤外波長域のコロナ輝線が偏光していることは、理論的にも予想され、また皆既日食時の観測あるいはコロナグラフを用いた観測等でその検出が試みられている。表1に輝線の直線偏光観測の従来の結果を示す(House, 1977)。

TABLE 1
 OBSERVATIONS OF CORONAL LINE POLARIZATION

Date	Line	O/E*	Pol. (%)	Height (R_{\odot})	Reference
1900.....	5303	E	~0	~1.05	Wood 1906
1936.....	5303	O	~0	~1.05	Lyot (Charvin 1965)
1954.....	5303	E	20-54	1.01-1.6	Mogilevskii <i>et al.</i> 1960
1954.....	6374	E	45-80	1.1-1.3	Mogilevskii <i>et al.</i> 1960
1961.....	5303	O	15-24	1.04	Karimov 1961
1963.....	5303	O	3.6	1.06	Charvin 1965
1964.....	5303	O	< 11	1.1-1.2	Hyder 1965
1965.....	10747	E	8-30	1.2-1.72	Eddy and Malville 1967
1965.....	5303	E	2-25	~0.1-1.5	Hyder <i>et al.</i> 1968
1966.....	6374	E	2 ± 3.5	1.2-1.4	Hyder <i>et al.</i> 1968
1966.....	5303	O	~0	?	Ohman 1966
1966.....	10747	E	0-80	1.0-1.6	Eddy <i>et al.</i> 1973
1970.....	5303	O	0.4-30	~1	Charvin 1971
1970.....	α †	E	~0	1.03-1.08	Beckers and Wagner 1971
1972.....	5303	O	0-15	1.06-1.38	Mickey 1973
1973.....	5303	O	~0	...	Mickey and Querfeld 1974
1974.....	5303	O	~0	1.06-1.4	Illing <i>et al.</i> 1975
1976.....	10747	O	0-30	1.1-1.3	Querfeld and Elmore 1976

* O = out of eclipse; E = eclipse.

† α = 3400-9000 Å, 17 lines.

様々な観測がなされてきたが、未だ輝線の偏光度について確定的な結果は得られていないように思われる。グリーン輝線をとってみても、50%の偏光度を示すものから偏光を示さないものまでである。これらの観測は、フィルターを用いたもので輝線全体の直線偏光を測定したものであり、連続光成分の混入や装置内散乱光の影響を受けている可能性がある。

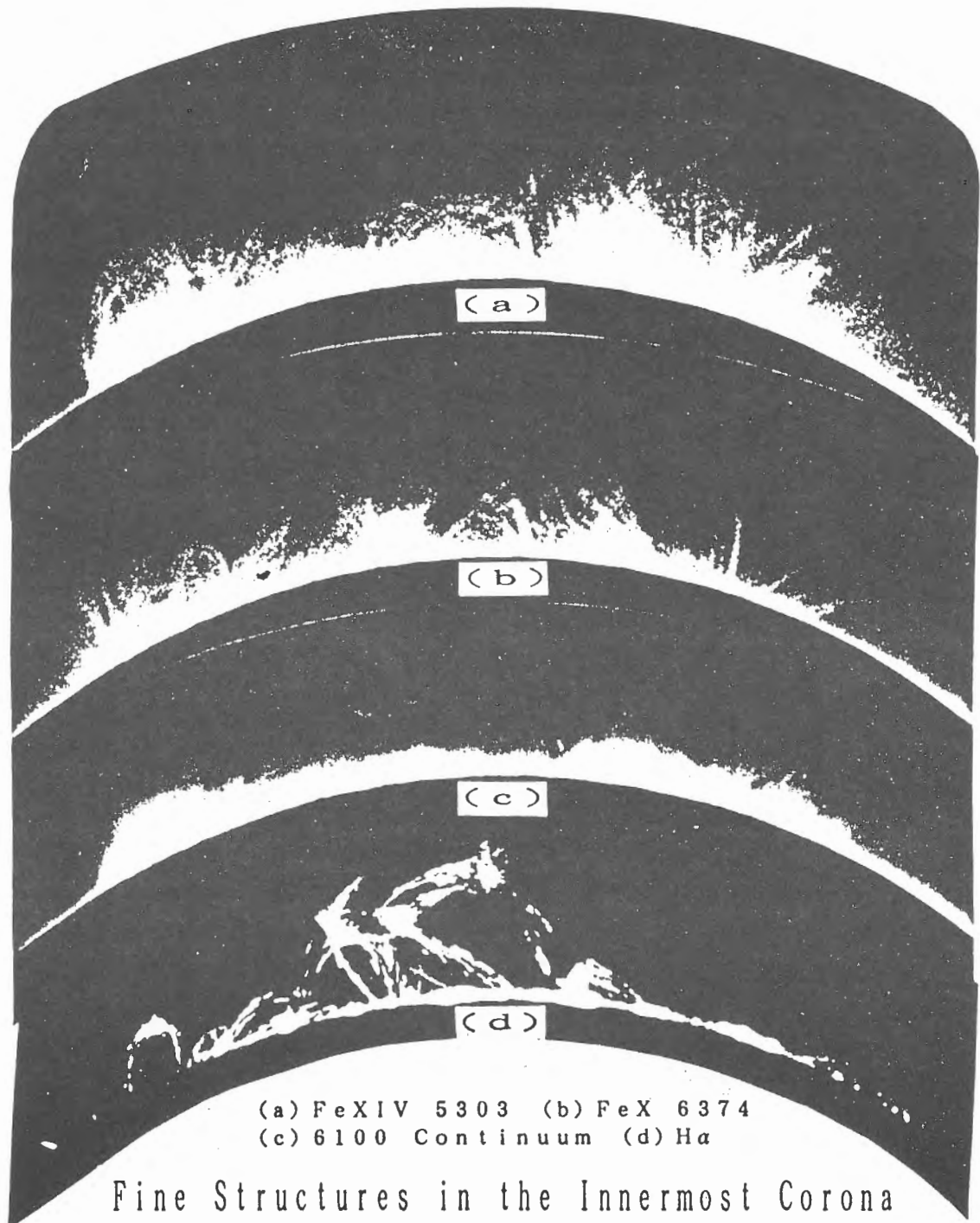
しかし、コロナ輝線の偏光観測は、コロナ磁場に関する直接的な情報が得られることになり、コロナ大気の物理を考える上で重要である(次節参照)。ここでは、これらの点について簡単なレビューを行った結果を主として報告する。

2. コロナ磁場直接観測の意義

まず、コロナの磁場の直接的な観測により、どのようなことが解明されると期待できるかについて重要なものをいくらか列挙しておく。

1) ループ構造と磁力線構造の対応の検証

コロナ大気は一様なものではなく、多数のループ構造の集合であることが分かっている。皆既日食時の観測（図1）、コロナグラフによる観測（図2）、さらには最近の太陽観測衛星「ようこう」による観測の結果から、準定常的なループ構造や一過的な短命のループが存在することが知られている。このループ構造は、コロナ磁場の磁力線構造を反映しているであろうことは、おそらく正しいであろうが、直接的には未だ検証されていない。ポテンシャル磁場あるいはフォースフリー磁場という仮定をおき、光球磁場観測値を境界条件としてコロナ磁場構造を求めて観測されるループ構造と比較するということは行われてきている。このモデル磁場は、観測されるループ構造との形態学的な比較においては有用である（Sakurai 1996）。しかし、計算の基礎となるモデル・仮定の正当性も、直接的なコロナ磁場観測との比較が必要である。



(a) FeXIV 5303 (b) FeX 6374
(c) 6100 Continuum (d) H α

Fine Structures in the Innermost Corona
Observed at the 1991 Eclipse (East Limb)

KWASAN & HIDA OBSERVATORIES' EXPEDITION

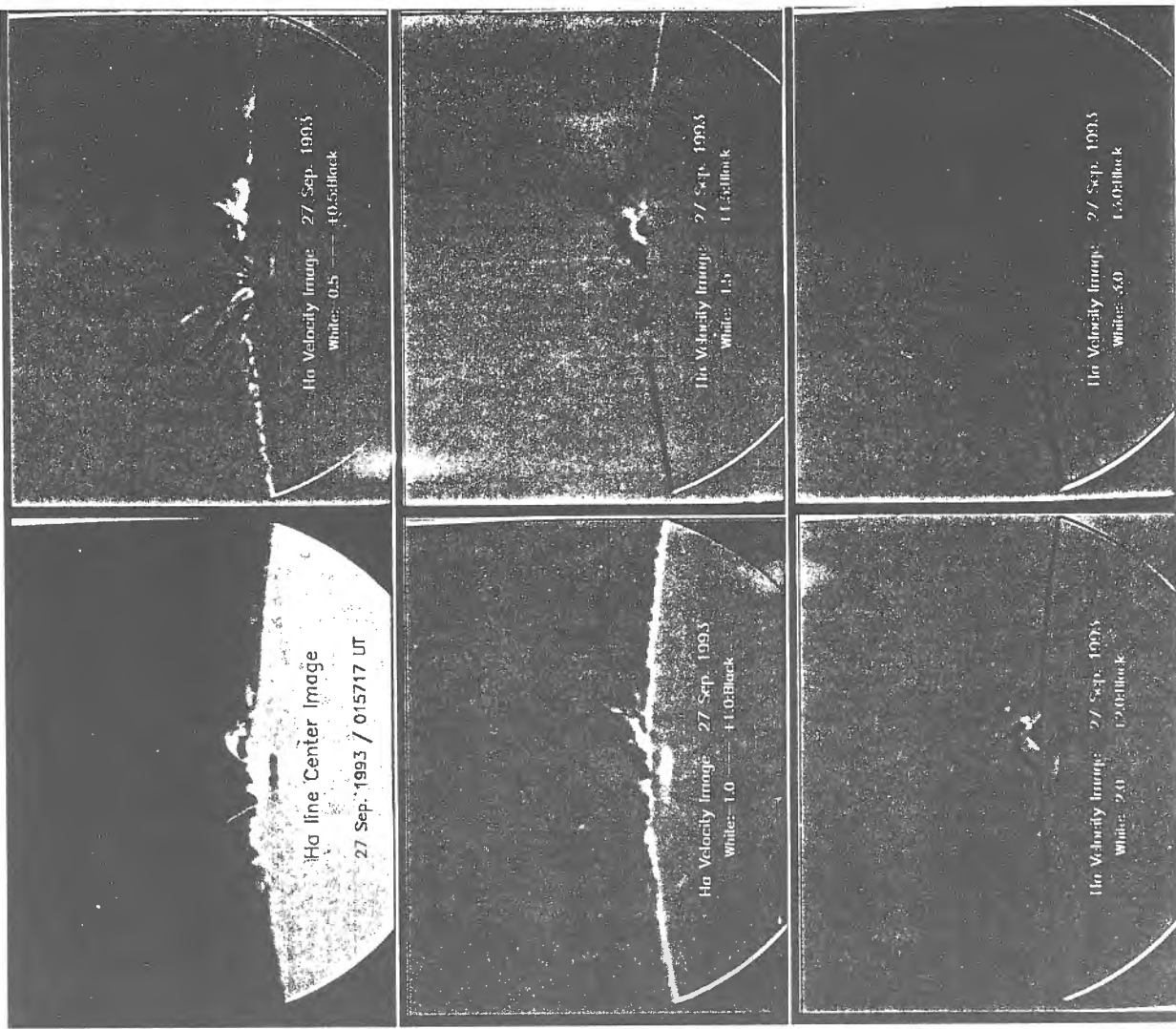
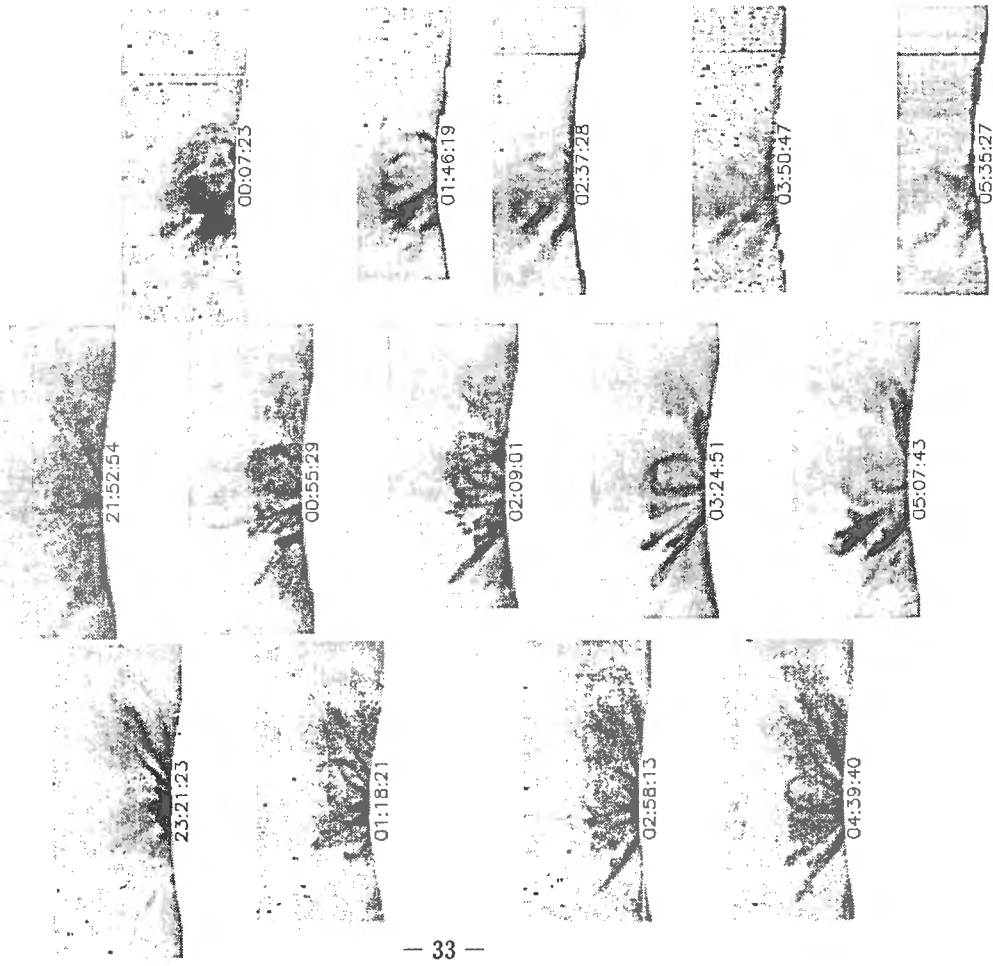
time_sequence

1: Intensity Images at 26-27 Sep, 1993

FeX 637.4nm

CaXV 569.4nm

FeXIV 530.3nm



HIDA OBSERVATORY KYOTO UNIVERSITY

2) 温度構造と磁場の関係

コロナループの温度は、 $H\alpha$ 線で観測される1万度のものから、フレア時の数千万度にわたる広範囲の値を示すことが知られている。ループの温度と磁場の強さあるいは磁場の捻れ等と相関が見つければ、ループ加熱機構解明の重要な手がかりを与えるものと期待される。(図1参照)

3) コロナ大気の冷却凝縮過程

図2には、Ichimoto et al. (1995)によるコロナ輝線強度分布の時間変化が示されている。併せて、飛騨天文台で得られた $H\alpha$ 強度と視線速度場を示しており、コロナのガスが冷却凝縮されてコロナループとして落下している様子が観測される。このようなダイナミカルな凝縮現象が起きているとき、単にループ加熱の停止によるものか、あるいは実際に磁場による圧縮があるのか等によって、ガスの温度と磁場強度の相関が異なってくると予想される。

4) フレアループの磁場

フレア発生時の、コロナループの磁場強度・向きへのデータは、種々の理論モデルを検証する意味で極めて重要であることは言をまたない。たとえば、リコネクションモデルによると、ポストフレアループは再結合されたループであり、時間的に磁場強度が増加している状況にある。果たして、ポストフレアループのうち高温なものほど弱い磁場強度を示すのであろうか。また別に、ループ相互作用が示唆される状況の時、磁場の配位は予想されるようになっているのであろうか。

これらの他、活動領域コロナ大気では磁場が圧倒的なエネルギーをもっており、活動現象の解明のためにも、磁場の直接観測が重要であると考えられる。

3. コロナ輝線の共鳴散乱効果による直線偏光

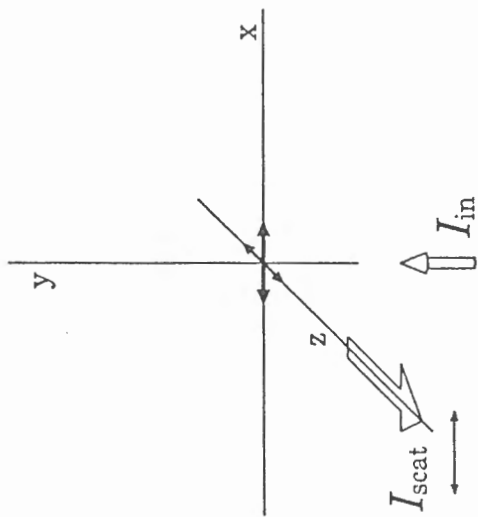
コロナ輝線の直線偏光は、コロナ中のイオンが光球からくる光を共鳴散乱することによって生み出される。この散乱過程の古典的な描像は図3に示されている。イオンは、 x 、 y 、 z 3方向に振動子をもつものとして考えられる。光球からの光によってこれらの振動子が励起され、その後放射されると考える。磁場がない場合には、 x 、 y 方向の振動子が励起され、 z 方向から見た場合、そのうちの x 方向の振動のみの偏光となって観測される。

磁場がある場合、ラーマー歳差運動が励起されるので、磁場に垂直な面内にある2つの振動子は相互に独立ではなく、一方が励起されると他方の振動も励起されるという意味でカップルされた振動となる。このカップリングの強さは、振動子の減衰の早さ(遷移確率 A)とラーマー振動数(ω_L)の大小による。磁場が弱い場合には、ラーマー運動による励起は小さく、磁場が強くなると2方向の振動は完全にカップルするようになる。コロナ輝線の場合には、この意味では後者に対応する。その場合、磁場の向きが x 、 y 、 z 軸に沿っているときに観測される直線偏光は図3に示されるようなものとなる。

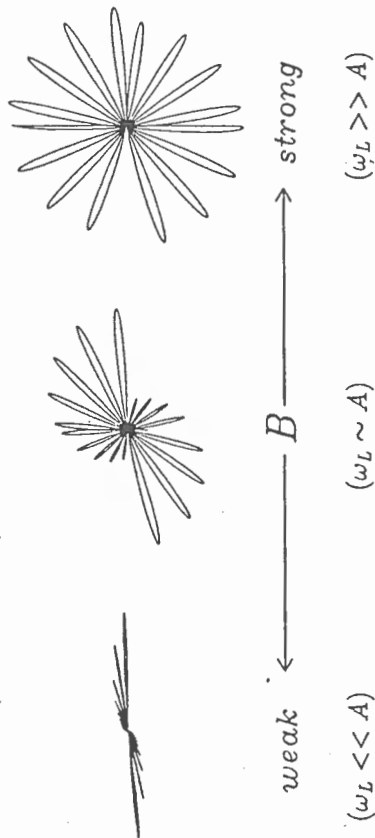
磁場の向きがより一般的である場合は図4(上段)に示されている。矢印が磁場の向きを示し、楕円の長軸方向が直線偏光の向きを示す。磁場は、最上段で z 成分がない場合を示しており、下段に行くにつれて z 成分が増加した場合の状況を示している。

これまでは、関係する遷移を電気双極子遷移として議論を進めてきたが、コロナ輝線は磁気双極子遷移であること、光球からの入射光は $-y$ 方向ばかりでなく Dilution Angle 内のあらゆる方向から来ることを考慮に入れて、光球から50秒角の高さにあるイオンによる散乱光の偏光を示したものが図4(下段)である。

散乱と偏光(古典的描像)



磁場の影響(ハンレ効果)



$$P, \phi \implies |B|, B_z$$

コロナ輝線の偏光(散乱)

ラーマー振動数:

$$\omega_L = \frac{eBg_{eff}}{4\pi m_e c} \sim 1.40 \cdot 10^6 B g_{eff}$$

コロナ輝線 (Ex. FeXIV 5303 Å):

禁制遷移、磁気双極子放射 ... $A \sim 100 \text{sec}^{-1}$, $g_{eff} \sim 1$

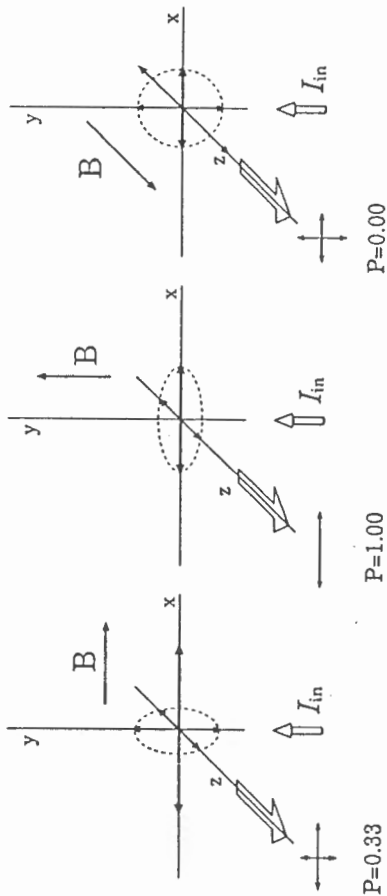
$$\frac{\omega_L}{A} \sim \frac{B(\text{gauss})}{7.1 \cdot 10^{-5}} \gg 1$$

コロナ磁場は「十分に強い」

= 磁場に直交する2つの振動子は完全にカップルしている

= 偏光に磁場強度の情報は失われている

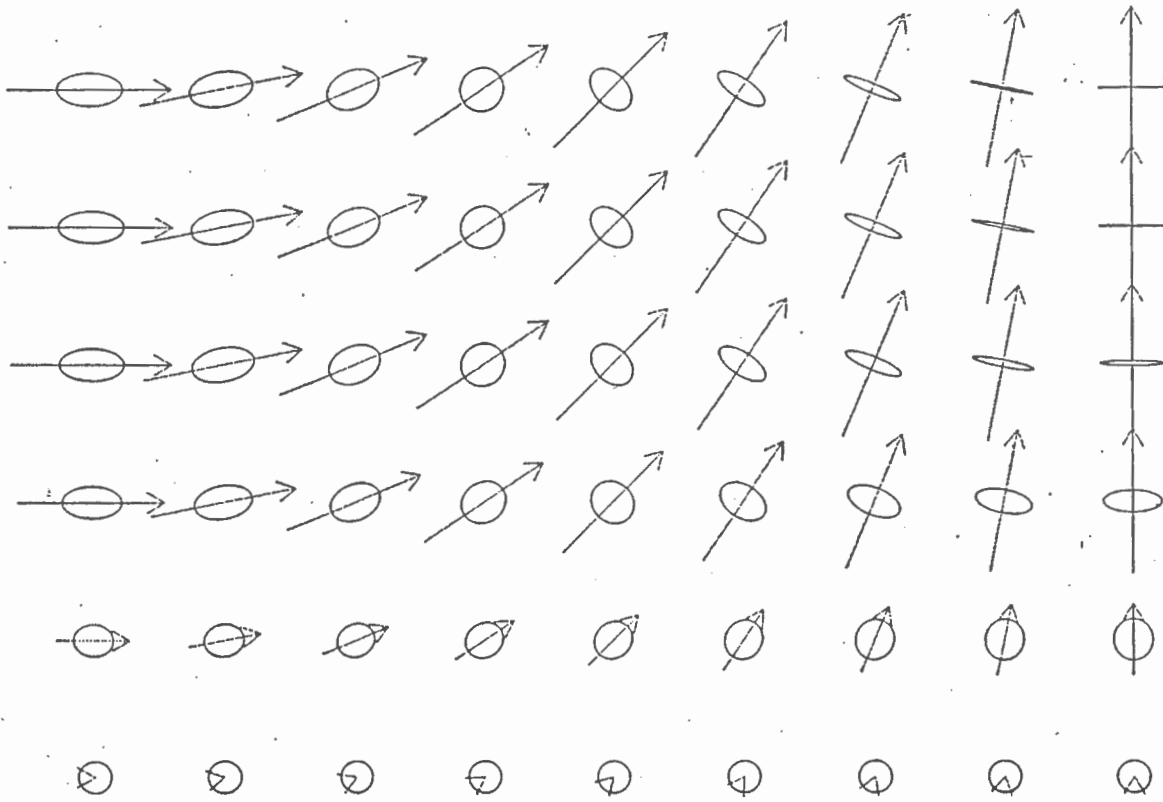
散乱による偏光:



密度の効果:

$$P = P_{scat} \times \frac{I_{scat}}{I_{scat} + I_{coll}(n_c)}$$

polarization of coronal emission line (scattering)



4

polarization of coronal emission line (scattering), height = 50."

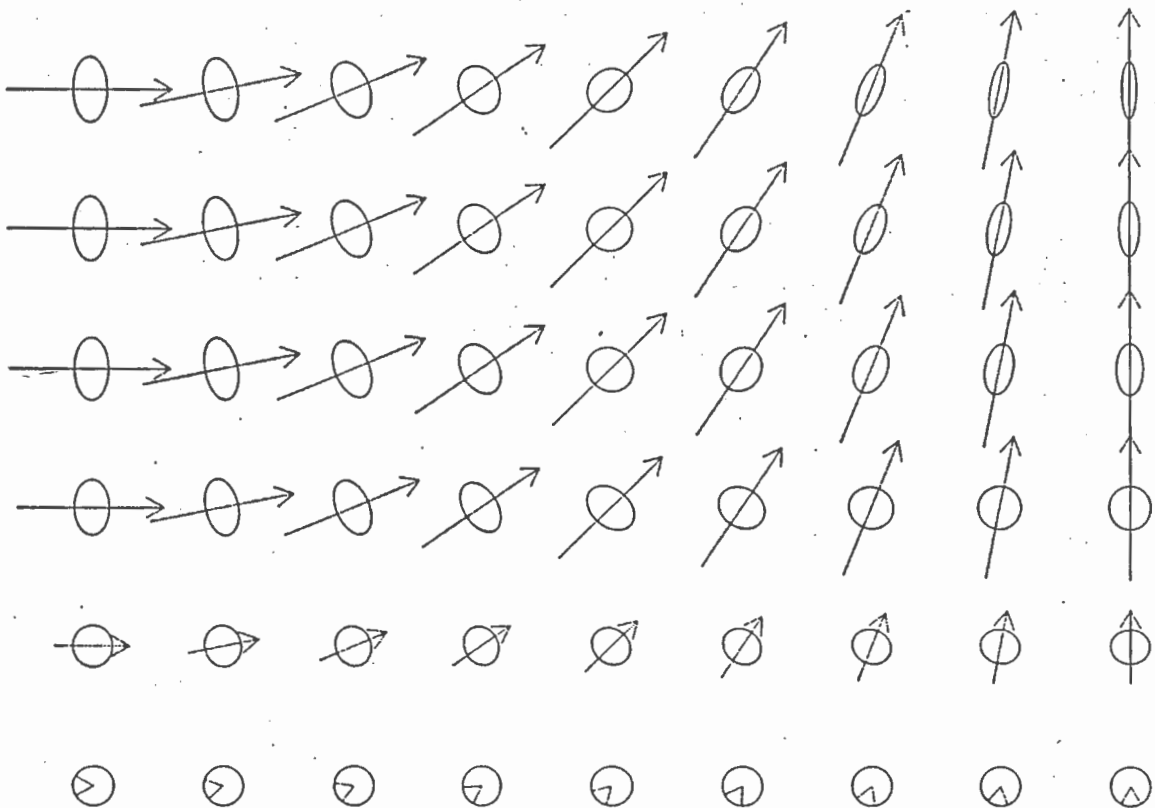


図 4 と同様な考えで、仮想的な双極子磁場について観測される直線偏光を示したものが図 5 である (House 1977)。

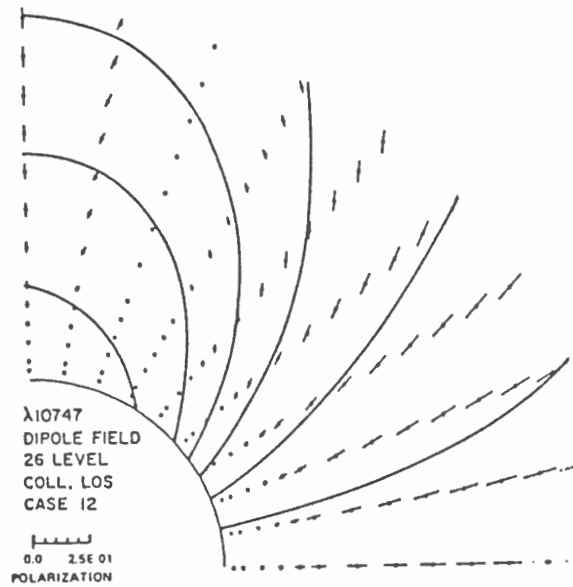


図 5

FIG. 7.—Polarization vectors for 10747 Å in a dipole magnetic field. The length of the vectors is proportional to the degree of polarization. The van Vleck effect causes polarization vectors to be either parallel or perpendicular to the magnetic field.

図 4 及び図 5 に示されるように、大略、観測される偏光の向きと実際の磁場の向きは互いに平行であるかあるいは直交することが分かる。磁場の y 成分が大きい場合には、偏光方向は磁場と平行になり、x 成分が勝ってくると偏光方向は磁場と直交ようになる。この移り変わりは、偏光が 0 になる角度 (Van Vleck 角) で起きている。

実際の観測の解析の際には、観測される偏光度 (P_{max}) 及びその向き (α_{max}) から磁場の方向を導くことになるが、一意的には定まらないということになる。その状況を図示したものが図 6 である (House 1977)。

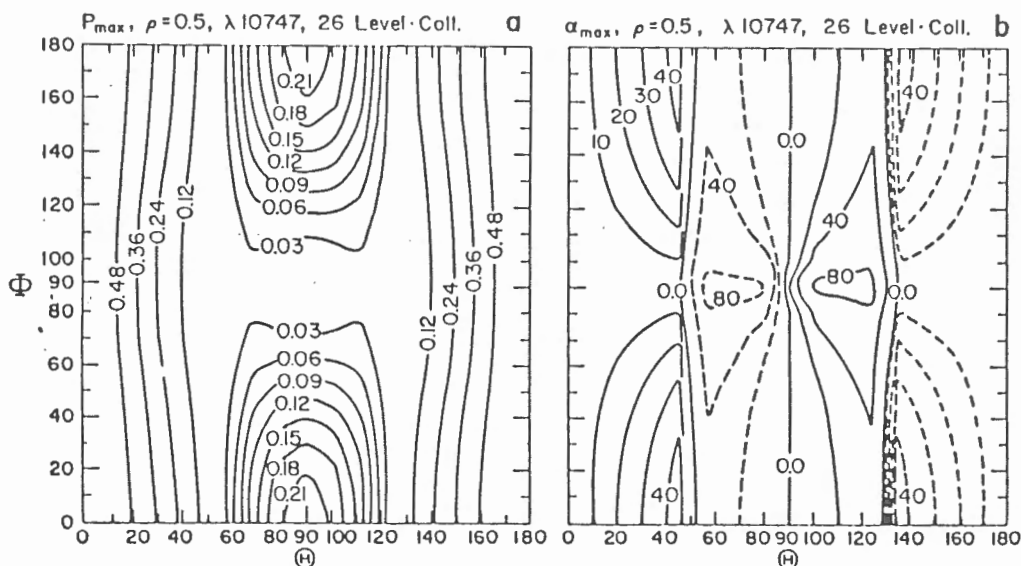


FIG. 9.—"Ambiguity plots." In Fig. 9a, contours are given for the maximum polarization in 10747 Å in the plane where the polar angle is between the line of sight and the magnetic field and is the azimuthal angle of the field as projected on the plane of the sky. Results are for a height of $0.5 R_0$ above the limb. In Fig. 9b the corresponding contour plots for the angle of maximum polarization. Dashed contours are negative angles.

図 6

これによると、一つの観測値に対して

- 1) 偏光度が大きい場合は、磁場の sky plane 内の向きは、一意的に偏光方向と平行なる。但し、視線成分は、+-の不定性が残る。
 - 2) 偏光度が小さい場合は、磁場の sky plane 内の向きは、偏光方向と平行垂直のいずれかとなり、視線成分の不定性も含めると4通りの解がある。
- ということになる。

以上のように不定性は残るが、コロナ輝線の直線偏光観測から、磁場の向きについての情報が得られることが分かる。特に偏光度が大きい場合、sky plane 内の向きについては一意的なものが得られるので、2-1)の目的には十分なデータが得られると考えられる。特に、単一ループを選択的に観測できるような場合、ループの向きと観測から示唆される磁場の向きの比較は(不定性はあっても)意味があると思われる。

4. コロナ輝線のゼーマン効果による偏光

ゼーマン効果を利用する観測を行うと、磁場の強度についての情報が得られる。 $\lambda 5303$ Åのグリーンラインについて、ゼーマン効果をまとめたものが図7である。これで見られるように、コロナ輝線は高温ガスから放射されるためそのドップラー幅が大きい。従って、ゼーマン効果によるサブコンポーネントの波長ずれを検出することは、光球層等に比して難しくなる。コロナでは、20 Gauss程度の磁場を測定するためには、フィルターグラム利用の方法では、0.1%の測光精度が必要とされる。偏光検出用のモジュレーターを通した後にスペクトル輪郭を観測する方法では、より精度よく観測することが可能である。実際、一本・西野は乗鞍観測所での予備的な観測から、グリーンラインの円偏光を検出している。

5. まとめ

コロナ輝線の偏光観測から、コロナ磁場について

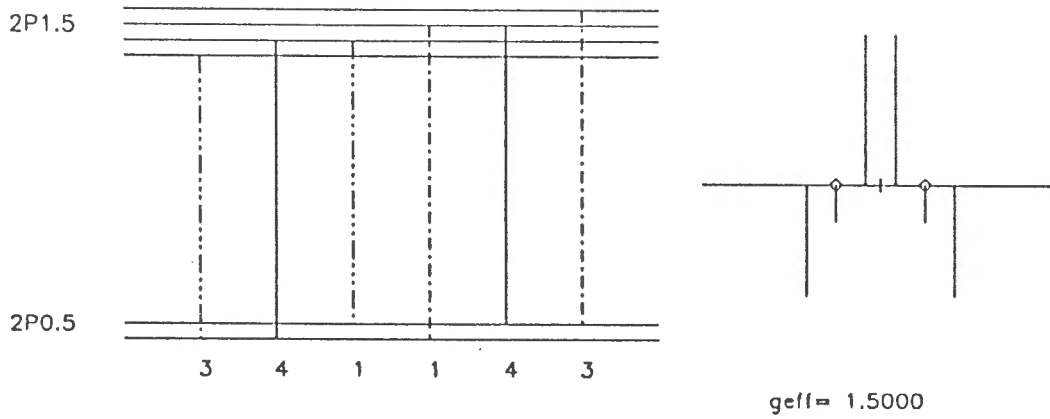
- ・直線偏光観測からは磁場の向きが、
- ・ゼーマン効果による偏光観測から磁場の強度が、

直接的に得られる。但し、磁場の向きについては、ある程度の不定性があり、また、円偏光成分の観測については、高い測光精度が必要とされる。

乗鞍観測所で本格稼働を始めた液晶リターダーを用いたマグネトグラフは、I, Q, U, Vのストークス輪郭を観測するものである。従って、フィルター利用法と違って、連続光の影響を精度よく補償でき直線偏光を従来以上に精度よく観測できるものと予想される。円偏光観測についても同様であり、コロナの磁場を直接観測できると期待される。尚、散乱光、ゼーマン効果の観測の容易さといった点から、可視光線より長波長の近赤外域のコロナ輝線の方が、コロナ磁場の観測には適しており(Kuhn 1995)、この方面への拡張が望まれる。

コロナ輝線の偏光 (ゼーマン効果)

FeXIV 5303Å :



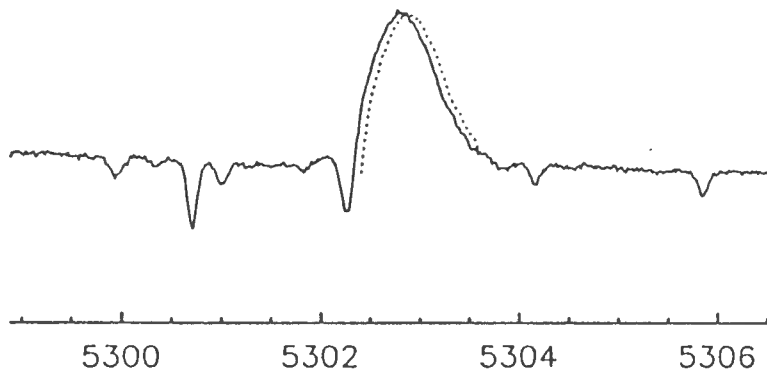
$$\text{ゼーマン効果: } \Delta\lambda_H = \frac{eB}{4\pi m_e c^2} \lambda^2 g_{eff}$$

$$\text{熱運動: } \Delta\lambda_D = (2kT/m_i)^{1/2} \frac{\lambda}{c}$$

$$\lambda = 5303\text{\AA}, \quad g_{eff} = 1.5, \quad T = 2MK$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D} = 4.5 \cdot 10^{-5} B \quad (\text{gauss})$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta I}{I} \sim 0.1\% \quad \Leftrightarrow \quad B \sim 22G$$



参考文献

Arnauld, J. and Newkirk, G., Jr. : 1987, *Astro. and Astrophys.* 178, 263.

Ichimoto, K., Hara, H., Takeda, A., Kumagai, K., Sakurai T., Shimuzu, T.,
and Hudson, H. : 1995, *Ap. J.*, 445, 978

House, L. : 1974, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 86, 490.

House, L. : 1977, *Ap. J.*, 214, 632.

Kuhn, J.R. : 1995, in "Infrared Tools for Solar Astrophysics : What's Next", 89.

Sakurai, T. : 1997, in these Proceedings.

ハンレ効果によるプロミネンス磁場の測定

當村一朗 (大阪府立工業高等専門学校)

要 旨

ハンレ効果は、プロミネンス磁場のように、ゼーマン効果では測定困難な弱い磁場に対しても有効であるため、ハンレ効果を用いたプロミネンス磁場の測定が1970年代後半から行なわれてきた。その一方で、ハンレ効果による磁場測定には解の任意性(多義性)があり、これがハンレ効果による正確な磁場測定を著しく制限している。本稿では、ハンレ効果の原理およびハンレ効果を用いたプロミネンスの磁場測定を概観し、最後にハンレ効果による太陽磁場測定の今後について述べる。

1. ハンレ効果の原理

ハンレ効果は、直線偏光した散乱光に対する magnetic depolarization である。図1にハンレ効果の原理を示す(Landi Degl'Innocenti, 1992)。偏りのない光が図1の左方(y 方向)から入射し、座標原点にある振動子で散乱された光を x 方向から観測するとする。入射光の電場は zx 面内にあるので、振動子として双極子のみを考えた場合、散乱光は zx 面内の偏りを持つ。この散乱光は、互いに相関のない z および x 方向の直線偏光の重ね合わせと考えることができるが、 x 方向から見ている観測者には z 方向の偏光だけが見える(図1のa)およびb)。次に磁場が存在する場合を考える(簡単のために磁場は x 方向を向いているとする)。弱い磁場が存在すると、ローレンツ力のために振動子がラーマー運動を始めるので偏光面が回転し、偏光度が減少し始める(図1のc)。磁場が強くなると、偏光面の回転が振動子の寿命に比べて速くなるために、直線偏光はほとんど見えなくなる(図1のd)。このように、磁場が強くなるほど散乱光の偏光度が下がるのがハンレ効果の原理であり、これを利用して磁場を測ろうとするのがハンレ効果を用いた磁場測定である。図1のd)に示されているように、磁場が更に強くなると偏光はほぼ完全になくなってしまい、磁場に対する偏光度の sensitivity が失われるため、ハンレ効果による磁場測定は困難で、この場合はゼーマン効果による磁場測定が有用となる。

なお、偏光度を下げる要因としては magnetic depolarization の他にも collisional depolarization が、逆に偏光度を上げる要因としては impact polarization があり、実際にハンレ効果を適用する際には、これらの要因がそれぞれの程度効いているのかに注意を払う必要がある。

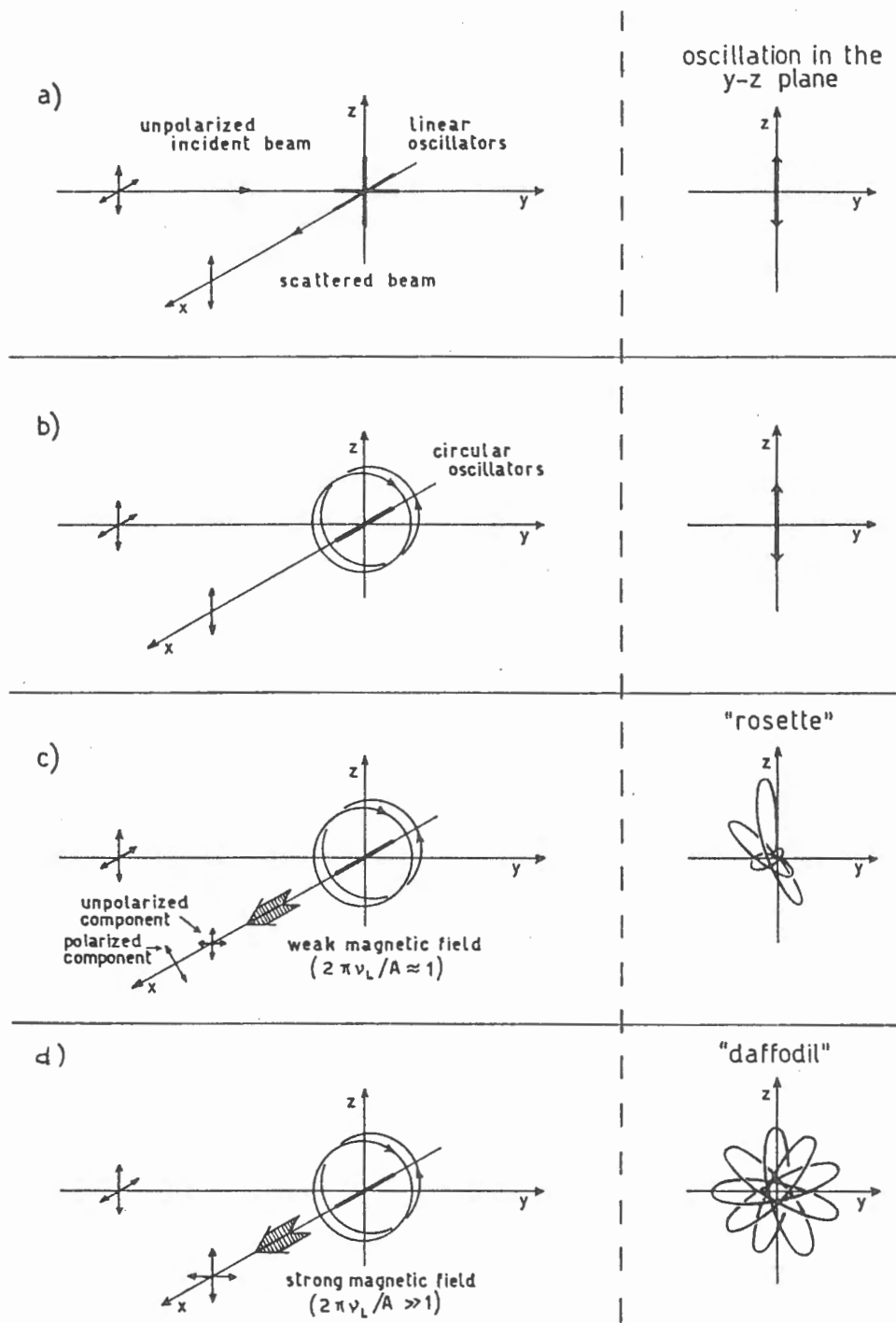


図1 ハンレ効果の原理 (Landi Degl'Innocenti, 1992)

a)・b) 磁場がない場合. c) 弱い磁場がある場合. d) 強い磁場がある場合.

2. ハンレ効果によるプロミネンス磁場の観測

ハンレ効果を用いて太陽磁場を測定しうる可能性は、今世紀前半、すでに Öhman (1929) によって指摘されていた。しかし、実際にハンレ効果を使って太陽磁場の観測が行なわれるようになったのは、Öhman からほぼ50年を経た1970年代後半である。1970年代初頭には、Tandberg-Hanssen (1970), Tandberg-Hanssen and Anzer (1970) らによって、ゼーマン効果を用いたプロミネンスの磁場測定が行なわれていたが、黒点などと違ってプロミネンスの磁場は弱いため、十分な信頼度で測られていたのは、磁場の視線方向の成分 B_{\parallel} のみであった。これに対し、Leroy (1977, 1978) や Leroy et al. (1983, 1984) らは、1970年代後半から1980年代前半にかけて、ハンレ効果を用いたプロミネンスの磁場測定を精力的に行ない、1980年代の観測ではプロミネンスのベクトル磁場を求めている。

プロミネンスの磁場は、プロミネンスの formation および support と密接な関係がある (e.g. Tandberg-Hanssen, 1974)。プロミネンスの磁場構造のモデルは、Kippenhahn-Schlüter によるもの (K-S type) と Kuperus-Raadu によるもの (K-R type) が代表的である。図2に、K-S type と K-R type の磁場構造を模式的に示す (Anzer and Priest, 1985)。図2から判るように、プロミネンスを真横 (図の矢印の方向) から見たとき、K-S type ではプロミネンス本体の磁場と足元の磁場が同じ向きなのに対し、K-R type では磁場は逆向きになっている。したがって、プロミネンス内における磁場の向きの空間分布を調べることにより、プロミネンスの磁場構造がどちらのタイプであるのか (またはどちらのタイプでもないのか) を知ることができる。

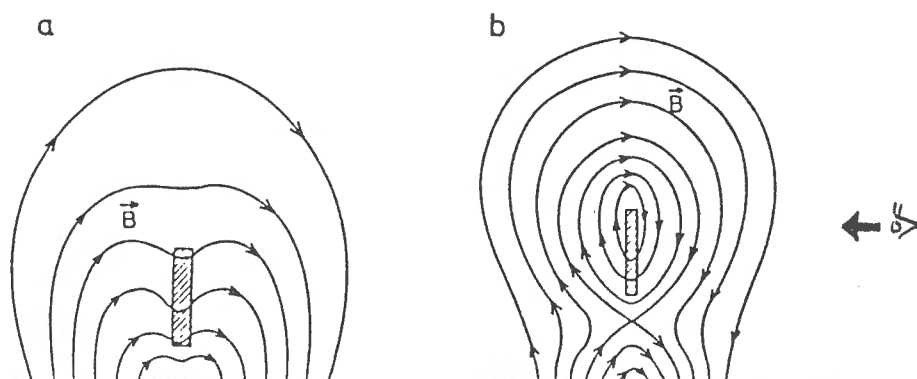


図2 プロミネンスの磁場構造のモデル (Anzer and Priest, 1985)

左: Kippenhahn-Schlüter type. 右: Kuperus-Raadu type.

ハンレ効果によるプロミネンス磁場の測定方法は, Bommier et al. (1981, 1986a, 1986b), Bommier et al. (1989), Landi Degl'Innocenti et al. (1987) などに詳しく述べられている。ハンレ効果による磁場測定は, 直線偏光の向きと偏光度を観測し, そこから磁場を求めるわけであるが, 以下に述べる2つの理由により, 求まる磁場には任意性(多義性)が発生し, これがハンレ効果により磁場を求める場合の最大の問題となっている。

最初の問題は, ハンレ効果の測定量が, 偏光の向きと偏光度の2つであるのに対して, 求めようとする磁場 B は (B, ψ, θ) の3成分を持つので, パラメータが1つ不足することである。このため, 1回の測定で求まるのは (B, ψ, θ) の3成分ではなく, それら3つの間の関係 $B(\psi)$ および $\theta(\psi)$ である。もう1つの問題は, 同じ偏光度と直線偏光の向きを与える磁場に二義性があることである。結果として, 1回の測定で2組の $B(\psi)$ および $\theta(\psi)$ を得ることになる(図3)。

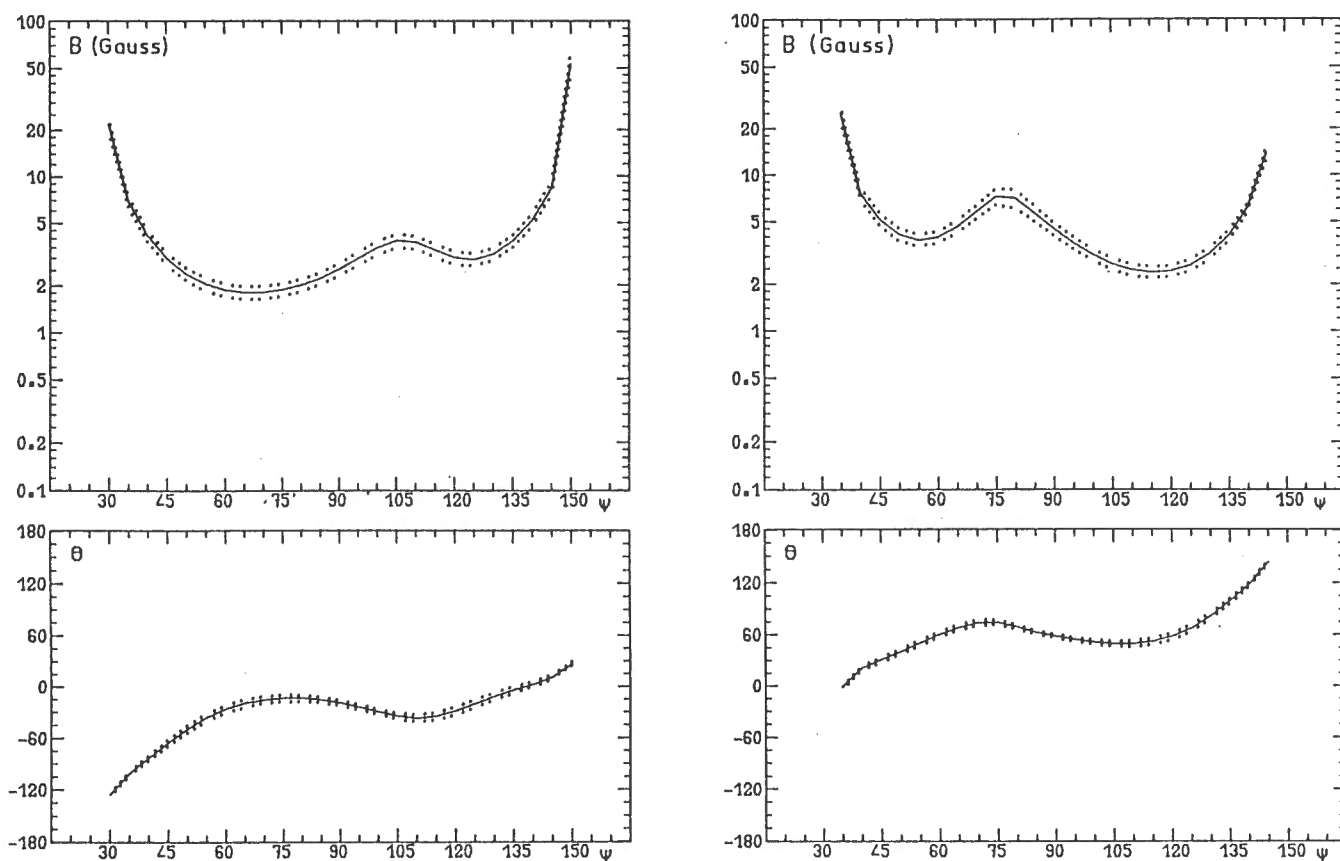


図3 ハンレ効果による磁場測定の解 (Bommier et al., 1981)

B : 磁場強度, ψ および θ : 太陽面における磁場の天頂角および方位角。点線は誤差の範囲(以下同じ)。

解の二義性を解決するために、以下のような方法が試みられている。

- 1) ハンレ効果に対する sensitivity が異なる 2 本の line での同時観測 (図 4)
- 2) プロミネンスの見掛けから、磁場の geometry を推測する (図 5)
- 3) プロミネンスの磁場構造が時間的に変わらないとして、何日間か連続観測する (図 6)
- 4) ハンレ効果とゼーマン効果 (磁場の視線成分の情報) を併用する

1) が最良の方法であるが、そのような分光器およびポラリメータのセッティングが可能でなければならない。2) は 1) に比べれば instrumental な制約は少ないが、信頼性は落ちるであろう。3) は対象が日単位で変化する場合は無効であり、かつ、2 組ある解のうち一方を選ぶことはできてもそれ以上の情報を得ることは難しい。

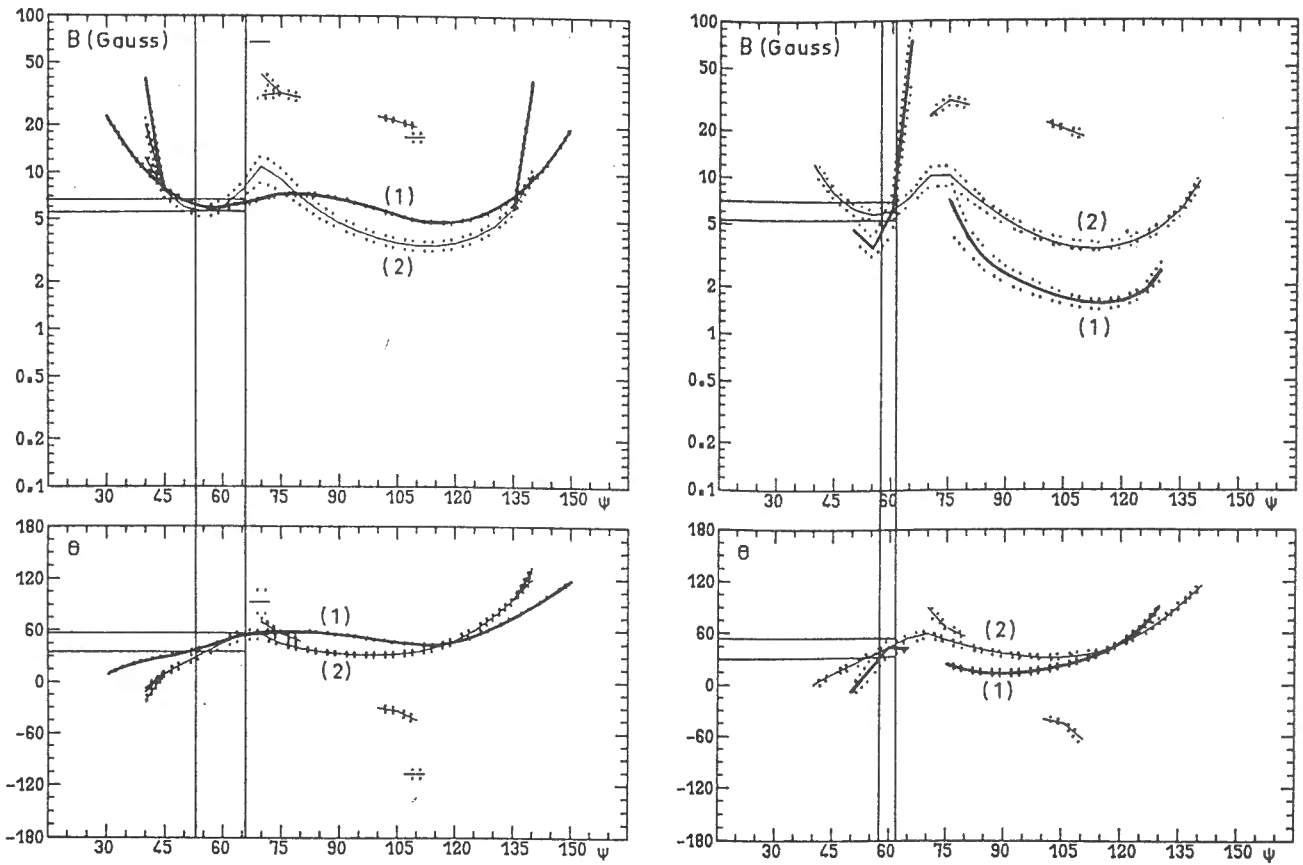


図 4 2 波長同時観測による解の多義性の解決 (Bommier et al., 1981)

左: He I D₃ 線の 2 成分. 右: He I D₃ 線と λ 10830 Å 線. $B = 6$ G, $\psi = 60^\circ$, $\theta = 45^\circ$, Q/I および U/I の測定誤差 = 10^{-3} を仮定したシミュレーション. 実際の磁場に対応するところで, 2 つのスペクトル線による解が一致する.

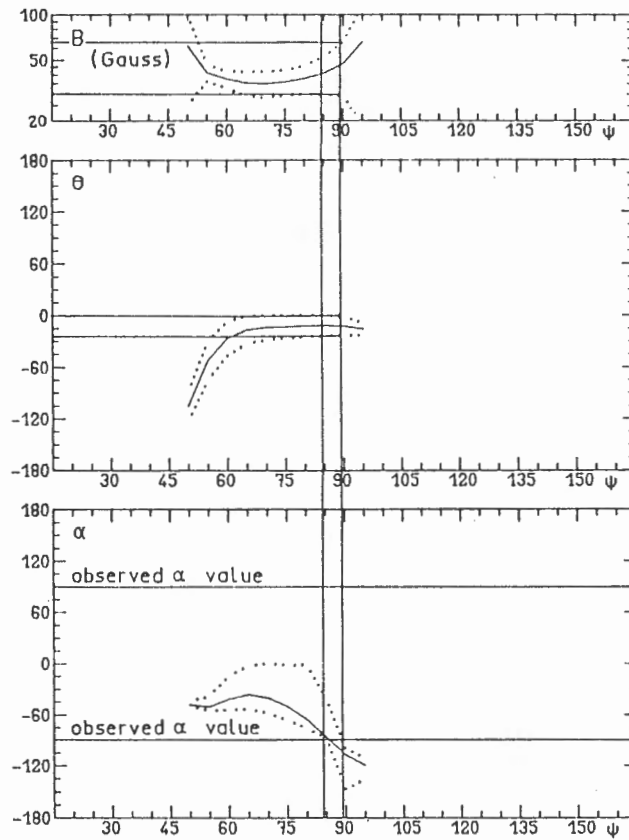


図5 プロミネンスの morphology を併用した解の多義性の解決 (Bommier et al., 1981)
 Pic-du-Midi における観測例. Q/I および U/I の測定精度はどちらも $2.4 \cdot 10^{-3}$.

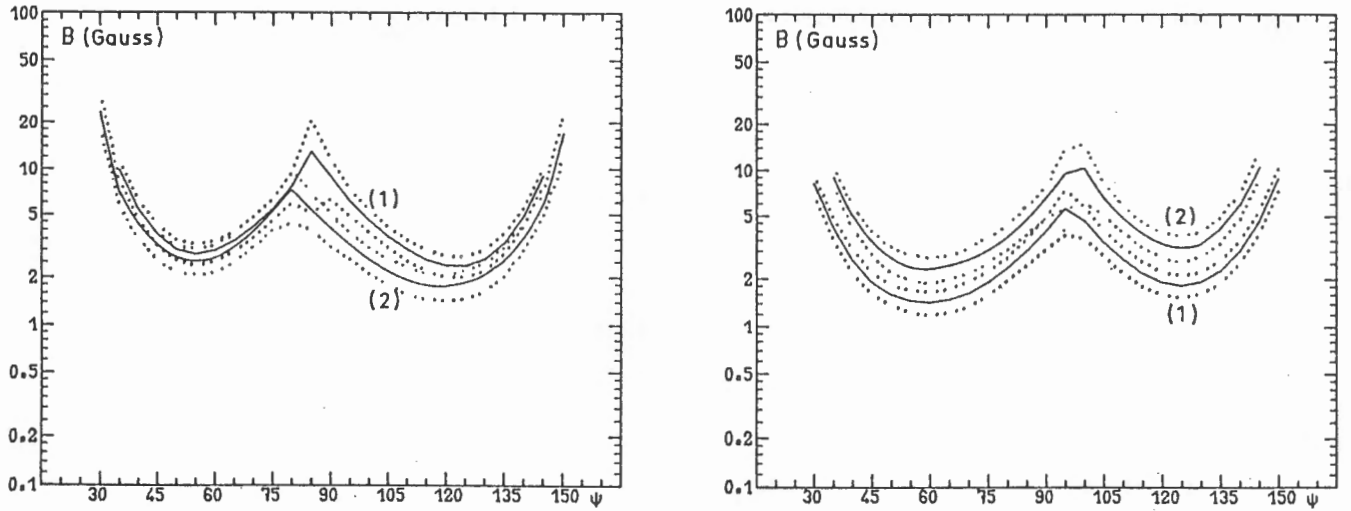


図6 連続観測による解の多義性の解決 (Bommier et al., 1981)
 Pic-du-Midi における2日間の連続観測例 (図の曲線(1)と(2)). Q/I および U/I の測定精度はおのおの $1.4 \cdot 10^{-3}$ および $1.7 \cdot 10^{-3}$. 左の解は一定しているが右の解はずれて行くので、右の解を除外できる。

ハンレ効果によるプロミネンス磁場の代表的な観測結果を、比較のためのゼーマン効果による観測結果とともに図7および表1に示す。また、2波長同時観測の場合の磁場測定精度を表2 a)・b)に、ハンレ効果とゼーマン効果の同時観測の場合を表2 c)に、それぞれ示す。

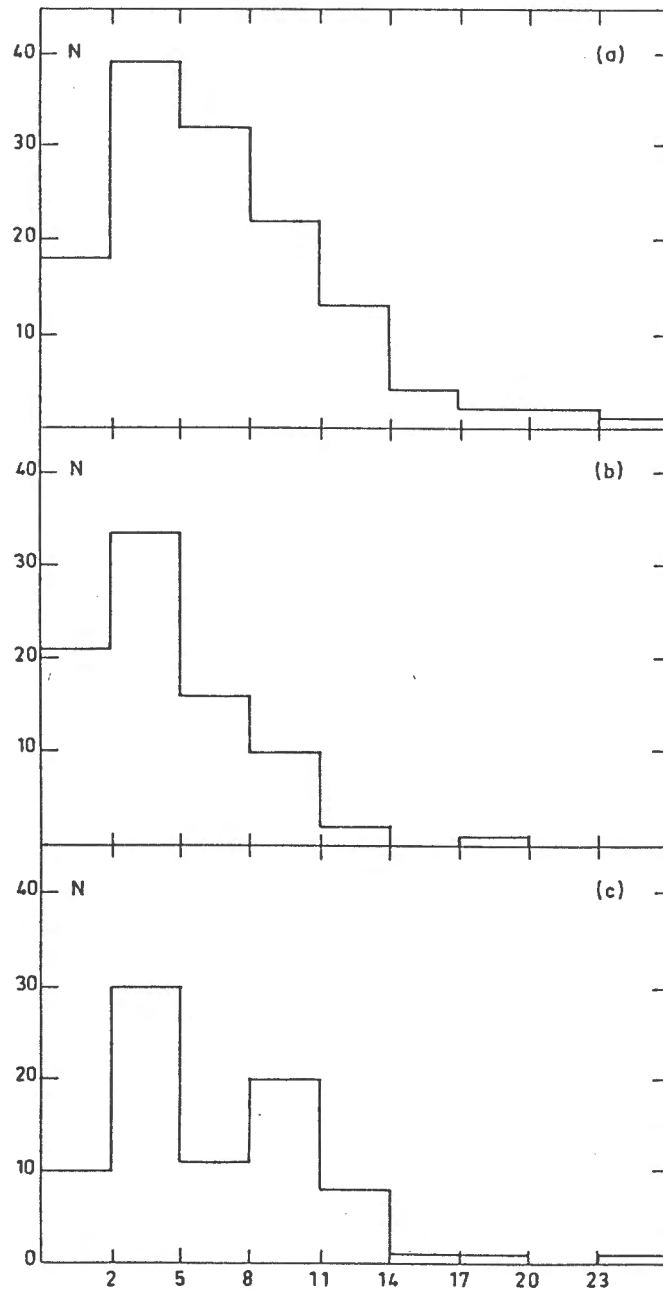


図7 ハンレ効果とゼーマン効果によるプロミネンス磁場の頻度分布 (Leroy, 1977)
 (a) $B_{||}$ (ゼーマン効果). (b) $B_{||}$ (ハンレ効果). (c) B (ハンレ効果).

表1 ハンレ効果およびゼーマン効果によるプロミネンス磁場の観測

authors	wavelengths(\AA)	results	remarks
Leroy(1977)	HeI D ₃ (λ 5876)	$\langle B_{\parallel} \rangle \sim 0 - 10 \text{ G}$	82 QPs
Athay et al.(1983)	HeI D ₃ (λ 5876)	$B \sim 6 - 27 \text{ G}$ (QP?) $\theta^* \sim 79^\circ - 100^\circ$ $B \sim 10 - 20 \text{ G}$ (AP?) $\theta \sim 82^\circ - 110^\circ$	HAO polarimeter 13 prominences
Leroy et al.(1983)	HeI D ₃ (λ 5876) and H α , H β ?	$\langle B \rangle \sim 8(2 - 15) \text{ G}$ $\langle \alpha^\dagger \rangle \sim 25^\circ(0^\circ - 60^\circ)$	120 polar crowns
Leroy et al.(1984)	HeI D ₃ (λ 5876) and H α , H β	1) $h_{max}^\ddagger \leq 30,000 \text{ km}$ \Leftrightarrow K-S type $\alpha \sim 20^\circ, B \sim 20 \text{ G}$ 2) $h_{max} \geq 30,000 \text{ km}$ \Leftrightarrow K-R type $\alpha \sim 25^\circ, B \sim 5 - 10 \text{ G}$	256 prominences (excluding polar crowns)
Tandberg-Hanssen (1970)	HeI D ₃ (λ 5876) H α , HeI λ 4471, NaI D ₁ (λ 5889), NaI D ₂ (λ 5896)	$\langle B_{\parallel} \rangle \sim 3 - 8 \text{ G}$	Zeeman effect HAO magnetograph 135 QPs
Nikolsky et al. (1984)	HeI D ₃ (λ 5876) and H α , H β	$\langle B_{\parallel} \rangle \sim 8 \text{ G}$ (QP?) $\langle B_{\parallel} \rangle \sim 20 \text{ G}$ (AP?)	Zeeman effect Kislovodsk coronagraph 29 prominences

* : θ ... 磁場と太陽面上の鉛直線とのなす角
 † : α ... プロミネンスの長軸と磁場のなす角
 ‡ : h_{max} ... プロミネンスの最大高さ

表2 ハンレ効果によるプロミネンス磁場の測定精度 (Bommier et al., 1981)

a) He I D₃ 線の2成分を同時観測した場合

$B = 6$ G, Q/I および U/I の測定精度 = 10^{-3} を仮定したシミュレーション.

θ	ψ	30°	60°	90°
0°	2°	5°	10°	
45°	2°	3°	3°	
90°	1°	2°	3°	
135°	1°	10°	5°	

$\Delta\psi$

θ	ψ	30°	60°	90°
0°	2	1	1.3	
45°	2	1	2	
90°	1	0.8	1.5	
135°	3	1	2	

ΔB (Gauss)

θ	ψ	30°	60°	90°
0°	5°	15°	25°	
45°	10°	10°	5°	
90°	10°	5°	10°	
135°	10°	15°	5°	

$\Delta\theta$

b) He I D₃ 線と λ 10830 Å 線を同時観測した場合

$B = 6$ G, Q/I および U/I の測定精度 = 10^{-3} を仮定したシミュレーション.

θ	ψ	30°	60°	90°
0°	3°	10°	5°	
45°	2°	7°	7°	
90°	2°	5°	5°	
135°	3°	5°	5°	

$\Delta\psi$

θ	ψ	30°	60°	90°
0°	4	2	0.3	
45°	3	0.8	1	
90°	2	0.5	0.5	
135°	1	0.5	0.8	

ΔB (Gauss)

θ	ψ	30°	60°	90°
0°	5°	15°	20°	
45°	5°	10°	10°	
90°	5°	8°	5°	
135°	10°	10°	5°	

$\Delta\theta$

c) ハンレ効果とゼーマン効果 (B_{\parallel}) を併用した場合

$B = 6$ G, Q/I および U/I の測定精度 = 10^{-3} , B_{\parallel} の測定精度 = ± 1 G を仮定したシミュレーション.

θ	ψ	30°	60°	90°
0°	5°	15° *	35°	
45°	5°	35°	35°	
90°	5°	5° *	50°	
135°	5°	15°	35°	

$\Delta\psi$

θ	ψ	30°	60°	90°
0°	3.5	5 *	5	
45°	3.5	5	5	
90°	3	1 *	5	
135°	5	2	5	

ΔB (Gauss)

θ	ψ	30°	60°	90°
0°	15°	30° *	45°	
45°	15°	40°	45°	
90°	60°	15° *	45°	
135°	60°	30°	45°	

$\Delta\theta$

3. ハンレ効果による太陽磁場観測の今後

・プロミネンス磁場の2次元観測

プロミネンスの磁場を2次的に測定し、プロミネンスの磁場構造を詳細に調べることは、プロミネンスの physics にとって最も重要な課題である。Leroy らの観測は、比較的大きな入射スロットを用い、しかもプロミネンス全体ではなく何点かを測っているだけなので、空間分解能が低いうえに、磁場の2次元構造の把握や光で見える構造との比較も難しい。しかし彼らのサンプル数は多いので、彼らの方法をそのまま踏襲してサンプル数だけを増やしても新しい知見を得ることは難しく、高い空間分解能で2次的に磁場を測定することが重要であると思われる。

・磁場構造によるプロミネンスの classification

プロミネンス磁場の2次元観測のサンプルが十分多くなれば、次の段階として、磁場構造によるプロミネンスの classification の検証、および磁場構造と evolution との関係が興味あるテーマになるであろう(図8)。プロミネンス磁場のモデルは、基本的には hydrostatic を前提にしている。しかし、プロミネンスの formation と support を考えるとき、mass motion の問題を除外することはできない。したがって、プロミネンス磁場の2次元測定とプロミネンス中の mass motion (e.g. Pikel'ner, 1971; Kubota et al., 1988) を併せて、総合的なモデルを考えることが必要である。

・プロミネンスの磁場構造と光で見える構造の関係(図9)

プロミネンスのガスは磁力線にトラップされているというのが、プロミネンスの構造を考える場合の暗黙の前提である。しかし、プロミネンスの中には、光で見える構造イコール磁場構造であると考えただけでは理解し難いものもしばしば見られる。これは、プロミネンスの構造を考えるとき、磁場による support だけでなく condensation の条件も考慮しなければならないことを示すものと考えられるが、磁場と physical condition の両方を2次元測定して比較することにより condensation の条件を知ることができると思われる。

・プロミネンス周縁部の磁場構造(図9)

プロミネンスの mass balance を考えるとき、プロミネンス周縁部の構造や mass motion も重要になる。したがって、“fuzzy structure” と呼ばれるプロミネンス周縁部の薄くぼやけた構造も、二義的なものとして切り捨ててしまうべきではない。“fuzzy structure” の磁場構造はどのようなものであるのか、光で見える構造と磁場構造がどのような関係にあるのかを調べれば、プロミネンスの mass balance について興味深い知見が得られるものと考えられる。

なお、ハンレ効果によるコロナ磁場の測定が Sahal-Bréchet et al. (1986) によって、また光球・彩層磁場の測定が Faurobert-Scholl (1996) によって、それぞれ試みられている。

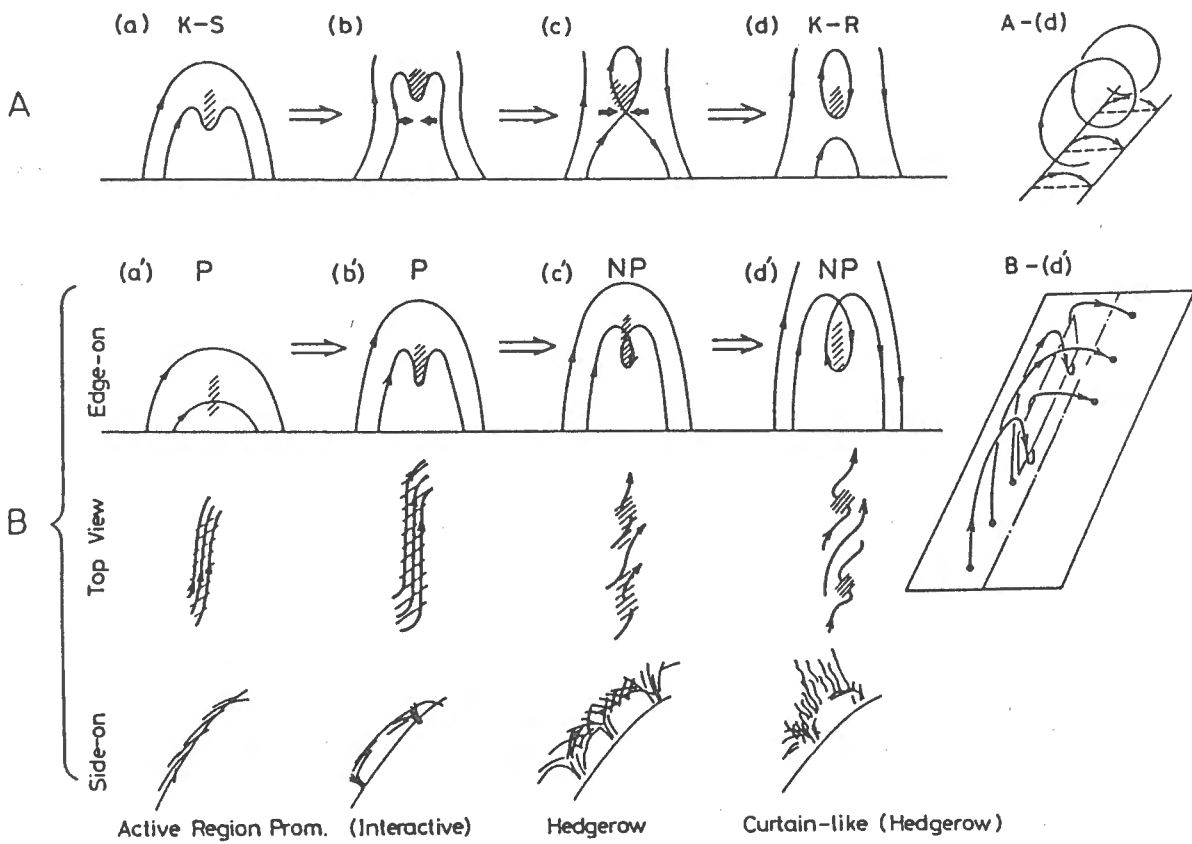


図8 プロミネンスの磁場構造と evolution (Hirayama, 1985)

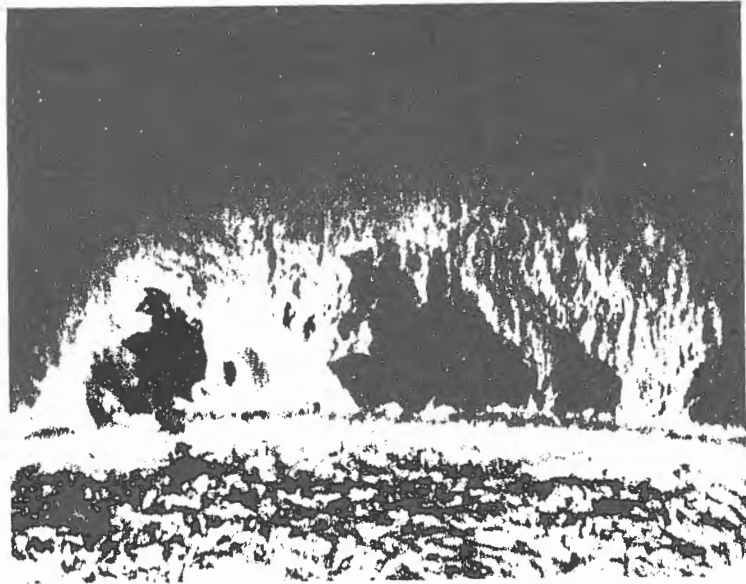


図9 プロミネンスの $H\alpha$ 単色像 (Priest, 1989)

Big Bear Solar Observatory および Sacramento Peak Observatory による。プロミネンスの下の方で垂直な構造に直交するように見える、ほぼ水平でくっきりしたエッジや、周縁部の薄くぼやけた構造に注意。

◆ 参考文献 (年代順)

— ハンレ効果の理論・観測データの解釈

Öhman, Y. 1929, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **89**, 479.

Bommier, V., Leroy, J.L. and Sahal-Bréchet, S. 1981, *Astron. Astrophys.*, **100**, 231-240.

Bommier, V., Leroy, J.L. and Sahal-Bréchet, S. 1986a, *Astron. Astrophys.*, **156**, 79-89.

Bommier, V., Leroy, J.L. and Sahal-Bréchet, S. 1986b, *Astron. Astrophys.*, **156**, 90-94.

Landi Degl'Innocenti, E., Bommier, V. and Sahal-Bréchet, S. 1987, *Astron. Astrophys.*, **186**, 335-353.

Bommier, V., Landi Degl'Innocenti, E. and Sahal-Bréchet, S. 1989, *Astron. Astrophys.*, **211**, 230-238.

Landi Degl'Innocenti, E. 1992, *Solar Observations: Techniques and Interpretation*
eds. Sánchez, F., Collados, M. and Vásquez, M. (Cambridge University Press), pp.73-143.

— ハンレ効果によるプロミネンス磁場の観測

Leroy, J.L. 1977, *Astron. Astrophys.*, **60**, 79-84.

Leroy, J.L. 1978, *Astron. Astrophys.*, **64**, 247-252.

Leroy, J.L., Bommier, V. and Sahal-Bréchet, S. 1983, *Solar Phys.*, **83**, 135-142.

Athay R.G., Querfeld, C.W., Smartt, R.N., Landi Degl'Innocenti, E. and Bommier, V.
1983, *Solar Phys.*, **89**, 3-30.

Leroy, J.L., Bommier, V. and Sahal-Bréchet, S. 1984, *Astron. Astrophys.*, **131**, 33-44.

— ゼーマン効果によるプロミネンス磁場の観測

Tandberg-Hanssen, E. and Anzer, U. 1970, *Solar Phys.*, **15**, 158-166.

Tandberg-Hanssen, E. 1970, *Solar Phys.*, **15**, 359-371.

Nokolsky, G.M., Kim, I.S., Koutchmy, S. and Stellmacher, G. 1984, *Astron. Astrophys.*, **140**, 112-118.

— プロミネンス自体に関する文献

Pikel'ner, S.B. 1971, *Solar Phys.*, 17, 44-49.

Tandberg-Hanssen, E. 1974, *Solar Prominences* (D. Reidel Publ. Comp.).

Anzer, U. and Priest, E. 1985, *Solar Phys.*, 95, 263-268.

Hirayama, T. 1985, *Solar Phys.*, 100, 415.

Kubota, J., Tohmura, I. and Uesugi, A. 1988, *Vistas in Astronomy*, 31, 39-44.

Priest, E.R.(ed.), 1989, *Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences* (Kluwer Academic Publ.).

— ハンレ効果による光球・彩層・コロナ磁場の観測

Sahal-Bréchet, S., Malinovsky, M. and Bommier, V. 1986, *Astron. Astrophys.*, 168, 284-300.

Faurobert-Scholl, M. 1996, *Solar Phys.*, 164, 79-90.

ゼーマン効果に関する話題

川上新吾(大阪市立科学館)

1 磁場の観測

太陽表面における種々の活動現象は、太陽表面磁場の構造・進化と密接に関連している。したがって、太陽表面付近におけるベクトル磁場を観測的に求めることは、そのまま太陽活動現象の理解につながるといえる。

太陽磁場を観測するという事は、太陽表面(とその付近)における

$$B(B_x, B_y, B_z) \quad (1)$$

を求めることであるが、実際には磁場を直接観測することは不可能であるので、磁場によって生じるスペクトル線の偏光を観測することになる。偏光を表現するパラメータとしてよく使われるのがStokesパラメータであり、太陽の磁場を求めるということは、結局のところ磁場の存在により生じるZeeman効果による偏光をStokesパラメータ

$$S = (I, Q, U, V) \quad (2)$$

の時間・波長の関数として求めることが目標となる。

観測される偏光量と磁場は原理的には、

$$Q/I, U/I \sim B_x, B_y \quad (3)$$

$$V/I \sim B_z \quad (4)$$

によって関連付けられる。しかしながら実際にはこの換算は簡単ではなく、磁場が弱いとする近似(Evans 1966)・あるいは大気モデルを入れたprofile計算を導入して換算を行なう場合が多くなっている。

2 ゼーマン効果の観測手法

磁場の存在によって吸収線には偏光状態の異なる成分が発生する。それを(I, Q, U, V)に分けてprofileを描くと典型的には図1のようになる。したがって、観測に際しては偏光状態の異なる光を分離した上で、波長選択装置に送ることになる。

2.1 偏光解析装置

偏光解析装置は偏光板と波長板を組み合わせたもので、波長板のretardanceを変化させることによって偏光状態の異なる光に分離することができる。偏光解析装置のうち波長板としては、以下のものがよく利用されている。

1. 回転波長板 例：岡山天体物理観測所(Makita et al. 1985)
2. KDP 例：Huairou(Ai 1985), 三鷹(Sakurai et al. 1994)
3. piezo-elastic modulator 例：(Poval et al. 1991)
4. 液晶 例：乗鞍(in This Proceedings)

$$\gamma = 45^\circ, \chi = 0$$

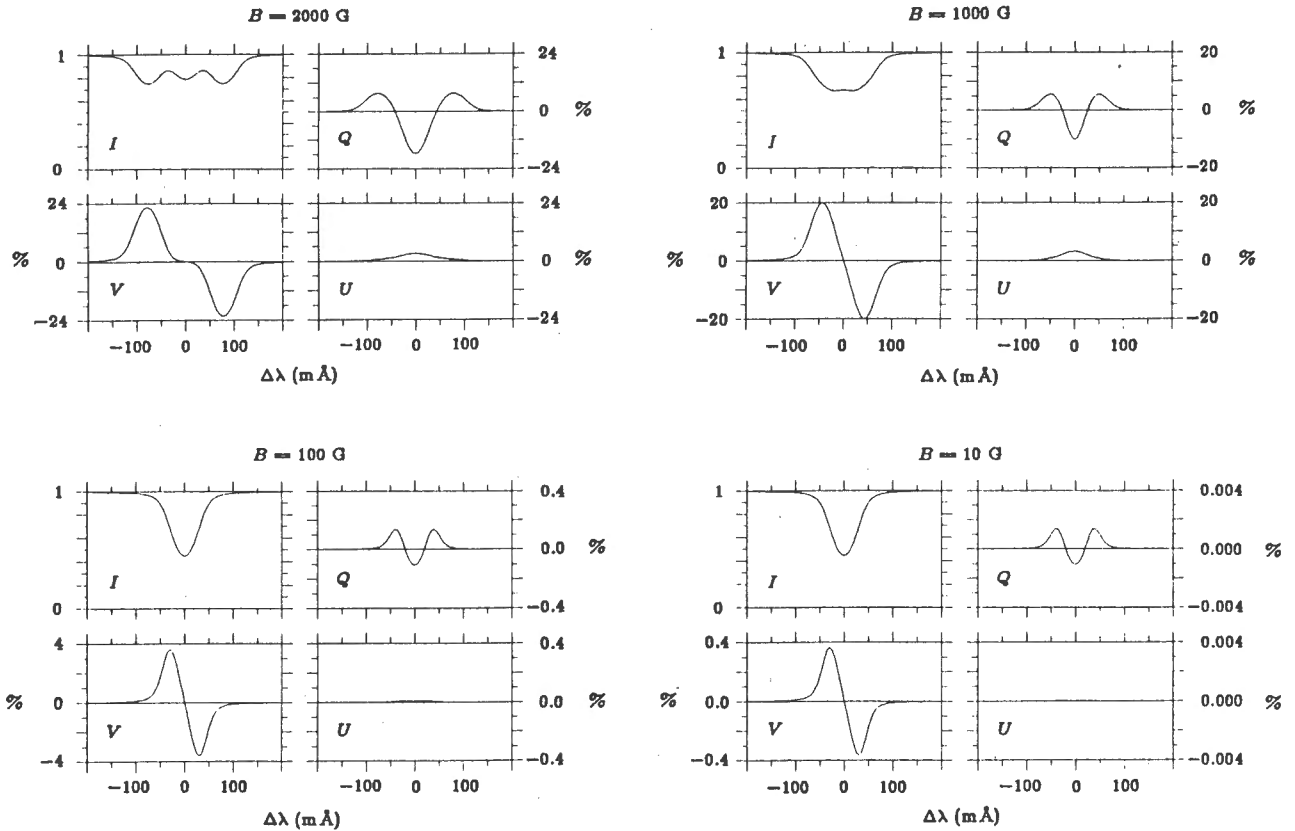


図1：典型的なストークスプロファイル(Stenflo 1985)

2.2 波長選択装置

偏光解析装置によって分離された偏光状態の異なる光は、profileを見るための波長選択装置に送られるが、それには

1. 分光器 例：ASP (Lites et al. 1991)
2. 狭帯域フィルタ 例：MSFC (Hagyard et al. 1983)

が利用される。それぞれに一長一短がある。分光器を利用すれば、吸収線profileの全体を得ることもできるため、たとえばvelocityが存在して吸収線がshiftしているような場合でも比較的正確に偏光を観測することができるが、一方空間的には0次元ないし1次元でしか観測できないため、時間変化の激しい現象には対応できない。一方狭帯域フィルタの場合は、吸収線のwingのみを測光するため、velocityが大きいと偏光測定精度が出にくくなるが(波長scanをすればクリアできるが、時間分解能は失われる)、2次元で撮像できるため最短数10秒でマグネトグラムを得ることができる。したがってデータを使用する際には、目的に応じて分光器方式・狭帯域フィルタ方式を選ぶのが適当であろう。

現在稼働中のストークスポラリメータのうち主なものを表1にまとめた。

表1：主なストークスポラリメータ (順不同)

Name	Site	Spatial Resolution	Temporal Resolution	Spectral Resolution	Type	Detector
MSFC	Huntsville	2.7"	3min	0.125Å @5250Å	Lyot Filter	CCD
IMV	Haleakala	0.55"	2-10min	0.07Å @6303Å	Fabry-Perot	CCD
ASP	Sac Peak	0.25"×0.5"	15min	0.02Å @6000Å	Spectrograph	CCD
SFT	Mitaka	0.67"	3min	0.125Å @6303Å	Lyot Filter	CCD
SMFT	Huairou	2"	120sec	0.15Å @5324Å	Lyot Filter	CCD
ZIMPOL	ETH	0.85"		0.037Å	Spectrograph	CCD
THEMIS	Tenerife	0.24"		0.013Å	Spectrograph	CCD
UBF/FPI	Tenerife	0.2"	160sec	0.02Å @6173Å	Fabry-Perot	CCD
PDLVM	Potsdam	3"	60min	0.08Å	Spectrograph	PMT
FTS	KPNO	2"	30min/pt	0.005Å	Spectrometer	photodiodes

3 ポラリメータに要求される精度とサイエンス

3.1 ポラリメータの目標地点

磁場観測で要求される測定精度は、もちろん何をターゲットにするかで決まっていくものであるが、ある程度の目標(理想?)を約10年前にHarvey(1985)がまとめているので、表2に紹介しておく。

表2 : Stokes パラメータ観測に求められる精度

Parameter	Element	Rationale	Number	Rationale	Implication
Angular (x, y)	0.05 arcsec	scale height in photosphere	4000×3000	cover an active region	>1m aperture telescope
Spectral (λ)	0.02Å @ 6000Å	resolve spectral structure	20 per line × 6 lines	cover a line cover a height range	large wavelength range spectrometer
Temporal (t)	10 sec	sound travel time across Δx or Δy	1	resolve oscillations and activity of active region	high data rate
Sensitivity for $I, Q/I, U/I, V/I$	10^{-4}	define B adequately	$\sim 10^4$ or 2bytes	adequate dynamic range	very high data rate

3.2 ポラリメータによるサイエンス

太陽表面(内部も)の活動現象はその規模の大小にかかわらず磁場によって支配されているため、ポラリメータの観測対象は現象すべてとなる。ここでは表面とその上空において当面のテーマとなりそうな対象をLites(1986)からまとめてみる。

3.2.1 黒点の磁場構造

(1) Quasi-Steady

1. 光球での large scale な電流が黒点磁場の形を決めている？それとも potential ?
2. 電流が存在するならどこに？ current sheet ? それとももっと大規模に？
3. total flux と磁場構造・形態の関係は？
4. 黒点の磁場はねじれている？
5. 磁場と current によって黒点内および周辺の大気はどうなる？
6. 光球でのベクトル磁場から、より深い層での磁場・電流のモデルに制限を与えることができるか？
7. Evershed 流の役割は？

(2) Evolution

1. 黒点の relative motion が shear となるのか？
2. 黒点のライフステージをコントロールするのは何か？
3. following spot がバラけているのはなぜか？

3.2.2 活動領域の磁場構造

(1) Quasi-Steady

1. force-free model について linear (constant α) か non-linear か？
2. より一般的な 3次元モデル、光球レベルでの電流や磁場の向きから拡張できるか？
3. Magnetic Canopy と関わって上空の磁場の形は？ Temperature Min. あたりで水平？
4. 全体の磁場構造から、彩層・コロナへの energy transport と dissipation のメカニズムは？

(2) Evolution

1. emergence、submergence と diffusion ？
2. フレアと関連する磁場の進化は？
3. Transition Region - Corona での large scale structure の進化は？

3.2.3 Fine Scale Structure

(1) 黒点内

1. Umbral Dots

(2) 黒点以外のいわゆる fluxtubes

1. Faculae
2. Network Boundary

4 ゼーマン効果観測のこれから

最近の高分解能・高精度の観測によって、光球面でのかなり微細な磁場の構造が明らかにされつつある。しかしながら、longitudinal field に比較して transverse field の測定精度はなかなか上がらない。光球面での電流あるいはコロナ中での磁力線の計算のためには transverse field の、特に方向が正確に求まっている必要がある。角度で5度の精度を出すためには測定精度は 10^{-4} 以下にする必要がある。

そのような高い精度を達成するためには、Keller(1996)によると次のような項目に留意することが必要となる。

1. S/N比の向上(しかし CCD の electron capacity 等で制限、binning 等の対策はあるが、今度は spatial resolution が犠牲に)
2. detector の non-linearity への対処 (instrumental polarization, stray light, dark current 等の除去)
3. interference fringes の除去 (tilting・coating と、fringe pattern を決定し Fourier filtering)
4. seeing・instrumental change の影響を減らす (modulating frequency を大きくし、image stabilizer or selector 応用)

References

- Ai G. and Hu Y. 1986, *Acta Astronomica Sinica*, 27, 173
- Evans J.W. 1966, in *Proceedings of the Meeting on Solar Magnetic Fields and High Resolution Spectroscopy*, p.123
- Hagyard M.J., Cumings N.P., West E.A. and Smith J.B. 1982, *Sol.Phys.* 80, 33
- Harvey J. 1985, in *Measurements of Solar Vector Magnetic Fields*, p.109
- Keller C.U. 1996, *Sol.Phys.* 164, 243
- Lites B.W. 1986, private communication
- Lites B.W., Elmore D., Murphy G., Skumanich A., Tomczyk S. and Dunn R.B. 1991, in *Solar Polarimetry*, p.3
- Makita M., Hamana S., Nishi K., Shimizu M., Koyano H., Sakurai T. and Komatsu H. 1985, *PASJ* 37, 561
- Poval H.P., Keller C.U. and Stenflo J.O. 1991, in *Solar Polarimetry*, p.102
- Sakurai T., Ichimoto K., Nishino Y., Shinoda K., Noguchi M., Hiei E., Li T., He F., Mao W., Lu H., Ai G., Zhao Z., Kawakami S. and Chae J-C. 1995, *PASJ* 47, 81
- Stenflo J.O. 1985, in *Measurements of Solar Vector Magnetic Fields*, p.263

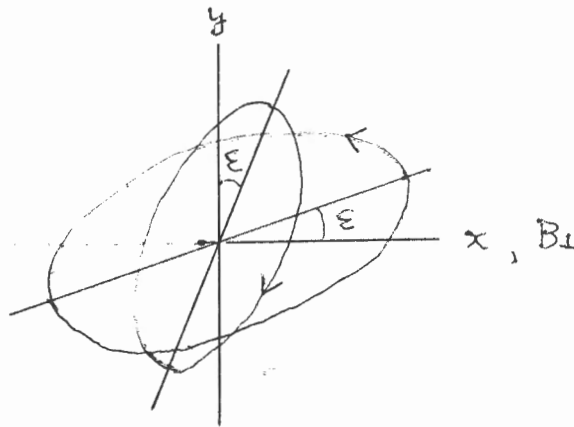
結晶のように異方性をもつ媒質中を伝播する電磁波は、互いに独立な二種類の偏光(波)に分かれて進むことが、Maxwellの方程式から示される。磁場に貫かれた大気も結晶と同じような異方性を示し、その中をz方向に伝播する二つの独立な電磁波の間には、x方向を磁場のtransverse成分の方向にとるとき、

$$\left(\frac{E_x}{E_y}\right)_+ \left(\frac{E_x}{E_y}\right)_- = 1 \quad (1)$$

の関係がある (ref. Stepanov 1958)。この二成分を一般的に表せば、第1図のような向きの異なる二つの相似な楕円偏光になる。但し、

$$\tan 2\varepsilon = \frac{2r \cos \theta}{r^2 - 1}, \quad \left(\frac{E_x}{E_y}\right)_+ = r e^{i\theta} \quad (2)$$

第1図



この二つの楕円偏光 (+) と (-) を合わせたストークスパラメータを計算すると

$$\left. \begin{aligned} I &= b^2(r^2+1)(1+c^2) \\ Q &= b^2[(r^2-1)(1-c^2)\cos 2\chi - 2r \cos \theta (1+c^2)\sin 2\chi] \\ U &= b^2[(r^2-1)(1-c^2)\sin 2\chi + 2r \cos \theta (1+c^2)\cos 2\chi] \\ V &= 2b^2 r \sin \theta (1-c^2) \end{aligned} \right\} (3)$$

と表すことができる。ここでbは (+) 成分の、transverse磁場に垂直な振幅、cは (-) 成分の (+) 成分に対する比、 χ はtransverse磁場が観測系となす角である。もし二つの偏光成分の強さが等しく ($c=1$) 且つ $\theta=\pi/2$ であれば、

$Q=U=V=0$ であり無偏光となる。(3)式の中で、 r, θ, χ は考えている点の物理量だけで定まる量であるが、 b, c はその点に入射する電磁波の強さに関係している。

(1)式の (E_x/E_y) はMaxwellの方程式と誘電率の計算から

$$\frac{E_x}{E_y} = i(X \pm \sqrt{X^2 + 1}), \quad X = \frac{\sin^2 \psi}{\cos \psi} \frac{\frac{1}{\epsilon_z} - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\epsilon_\xi} + \frac{1}{\epsilon_\eta} \right)}{\frac{1}{\epsilon_\xi} - \frac{1}{\epsilon_\eta}} \quad (4)$$

で与えられる。ここで ψ は磁力線の視線に対する傾き、 ϵ_z は磁力線方向の電気振動に対する誘電率、 ϵ_ξ と ϵ_η はそれぞれ右回り、左回り円偏光に対する誘電率である。 $\epsilon = n^2 (1 - i\kappa)^2 = (1 + \Delta)^2 (1 - i\kappa)^2$ ($\kappa, \Delta \gg 1$)を使えば

$$X \approx \frac{\sin^2 \psi}{\cos \psi} \frac{i \left[\kappa_z - \frac{1}{2} (\kappa_\xi + \kappa_\eta) \right] - \left[\Delta_z - \frac{1}{2} (\Delta_\xi + \Delta_\eta) \right]}{i (\kappa_\xi - \kappa_\eta) - (\Delta_\xi - \Delta_\eta)} \quad (5)$$

となる。ここで κ は吸収係数、 Δ は屈折率の1からのずれであって、それぞれVoigt関数及びFaraday関数で表される(Stepanov 1958)。式(4)(5)は考えている点での磁場ベクトル、ドップラー幅、ドップラー変移、減衰幅を与えれば求められる。従ってこれから(2)式の r, θ が計算できる。

現実の大气では、内から外へ電磁波が出てくるにつれて、磁場による異方性が変わるので、各点を通過できる二つの楕円偏光も少しずつ変化する。異方性をもつ最後の層(いわば最後の結晶板)を出た二偏光は、その後等方な媒質を進むので、等しい変光を受け、 b のみが変化し、 c, r, θ は変化しない。即ち、 $Q/I, U/I, V/I$ は変化せずに観測者に到達する。そこで(3)式から b, c を消去すれば

$$\left(\frac{Q}{I} \right) \cos 2\chi + \left(\frac{U}{I} \right) \sin 2\chi = \frac{r^2 - 1}{2r \sin \theta} \left(\frac{V}{I} \right) \quad (6a)$$

$$\left(\frac{Q}{I} \right) \sin 2\chi - \left(\frac{U}{I} \right) \cos 2\chi = - \frac{2r \cos \theta}{r^2 + 1} \quad (6b)$$

となり、観測量 $Q/I, U/I, V/I$ から異方性をもつ最後の層の χ, r, θ を定めることができる。この際特徴的なことは、今まで扱えなかった非対称なストークスプロファイルを抑えることである。逆に言えば、非対称な $(Q/I), (U/I)$ プロファイルを(6b)式左辺のように適当な χ で組み合わせれば対称なプロファイルが得られ、(6a)式左辺のように組み合わせれば (V/I) と同じ対称性のプロファイルが得られることによつて、 χ, r, θ を求める方法の確かさが示される。

異方性を示す最後の層としては次の二つの可能性がある。

1. 磁場はまだあるが吸収物質が無くなってしまう場合

(5) 式で分かるように X は吸収物質の密度によらない (従って r , θ も) から *a s y m p t o t i c* に吸収物質表面の磁場情報を求めることができる。

2. 吸収物質は残っているが磁場がなくなってしまう場合

(4) 式をゼーマンシフト ($\Delta\lambda_H$) について展開し、 $\Delta\lambda_H \rightarrow 0$ とすれば $X \rightarrow 0$ となるので、 $(E_x/E_y) \rightarrow \pm i$ 、即ち、円偏光となる。これは磁場を内に閉じこめた不透明物質からは円偏光が期待されるという興味ある結果である。

散乱の問題は上述の異方性のある媒質中の電磁波伝播という一般性の中に含まれる。即ち、吸収が起ころうと散乱が起ころうと、伝わる電磁波の偏光は媒質の異方性で定まっているのである。今、偏光を作り出すものとして、媒質の異方性のみを考えているようであるが、コロナ偏光のような輻射場の異方性も議論の中に含まれている (これらは b , c に反映される)。ただ前々節で、媒質が等方になった後 c は変わらないとしたが、もし輻射場の異方性が残っていれば、提案した方法では χ , r , θ を定められない。

ここに提案した方法の有効性を試すには、*I n s t r u m e n t a l P o l a r i z a t i o n* を除いたストークスプロファイルがぜひ欲しい。そして、*T r a n s f e r* を解かずに、信頼できるある程度の磁場情報が得られることを示したい。

参考文献

Stepanov, V.E., 1958, *Izv. Krim. Astrophys. Obs.* 18, 136-150.

実験室プラズマに対する偏光分光

藤本 孝 (京大・工)

z 方向に走る電子が古典的原子(イオン核とそれに調和力で引かれた電子)に衝突する。正面衝突する電子のエネルギーが原子の励起エネルギーにちょうど等しければ、電子は自分の持つ全運動量と全エネルギーを原子に与えて自身は静止する。原子中の電子は z 方向に振動を始め、原子は振動電気双極子となって、双極子輻射を発する。それを $x-y$ 平面内で見たととき、その光は直線偏光し、偏光方向は z 方向(π 光)である。エネルギーが非常に高い衝突電子が近くを通るときは、原子は電場を感じ、それは $x-y$ 面内でその電場が振動する光の半サイクルである、と近似できる。したがって電子はその面内で振動を始め、発光は σ 光となる。現実の量子論的原子では事情はもう少し複雑だが、いずれにせよ原子は自分が励起された方向を覚えており、発光するときその記憶を偏光という形で外部に表明する。

励起に関与する電子の速度分布を含め、原子(イオン)の環境としてのプラズマが完全に等方的である時にのみ原子発光は無偏光となる。いままでのプラズマ分光では、暗黙のうちにそれを仮定し、発光強度の観測から得られる励起原子のポピュレーションを測定対象としてきた。このように「強度」分光は原子が「どれだけ」励起されたか、の情報を与えた。

たとえば、電子の速度分布が非熱的、したがって非等方的であれば、原子(イオン)からの発光線は必然的に偏光する。発光の強度に加え、この偏光をもうひとつの観測量とすることにより、我々は「どれだけ」に加え、原子が「どのように」励起されたのか、の現実により迫ることができる。具体的には、例えばマクスウェル分布ではない電子速度分布の「形」についての情報を得ることができる。

京都大学のWT-3トカマクにたいして偏光観測を行なった。[1] 可視、紫外分光器の入口スリット直後に厚さ5mmの方解石板を置いて2つの偏光成分を分離し、分光器中で π 光の光軸をを σ 光にたいして約1mmだけ波長分散方向に平行移動した。焦点面上ではそれぞれの偏光成分の光が結像し、それぞれの強度が記録される。図1はその結果の一例で、ヘリウム様炭素の発光線($2^3S_1 \leftarrow 2^3P_{0,1,2}$)を示す。電流

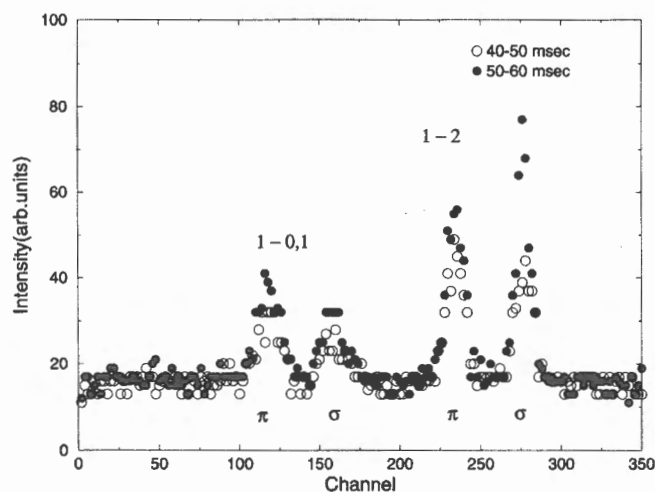


図1

駆動プラズマ (40–50 ms) と、それに電子サイクロトロン加熱を印加したプラズマ (50–60 ms) で発光線 ($2^3S_1 \leftarrow 2^3P_2$)

の π 、 σ 成分の強度比が逆転している。これは両プラズマの少なくともどちらかで電子速度分布が非マクスウェル的であり、その速度空間での「形」が両プラズマの間で激変していることを示す証拠である。

我々はまた、バリリウム様酸素発光線 ($3^3S_1 \leftarrow 3^3P_{0,1,2}$) でも同様の現象を見いだした。図 2 (a) はその結果である。ジュール加熱モード (20–30 ms) から電流駆動モード (30–40 ms) への移行にともなって、 $3^3S_1 \leftarrow 3^3P_2$ 発光線の偏光成分強度比が変化している。我々の分光系について、偏光成分への相対感度の補正が出来ていないので、見掛け上の強度比 (π 成分/ σ 成分) の時間変化を図 2 (b) に示す。もし、ジュール加熱プラズマが熱的、したがってその発光が無偏光であると仮定すれば、電流駆動プラズマでのこの線の偏光度は約 11% である。

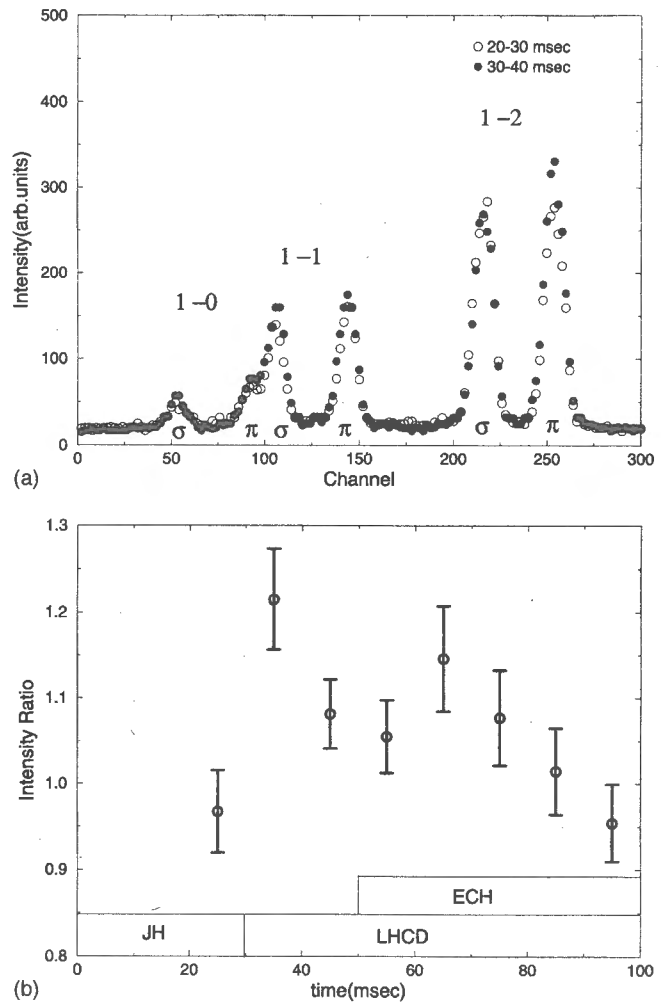


図 2

偏光観測結果をプラズマの非等方性に結びつけるためにはモデルが必要である。「強度」プラズマ分光で確立されている衝突・輻射モデルを拡張して、アラインメント衝突・輻射 (ACR) モデルの定式化を (半分だけ) 行なった。従来からのポピュレーションに加えて、新たにアラインメント (磁気副準位ポピュレーション間のアンバランス) を原子の各準位に割り当てる。電子速度分布関数の角度依存性をルジャンドル関数で展開し、その展開係数と、ポピュレーション、アラインメントに関する衝突断面積を組み合わせ、レート係数を決め、ポピュレーションとアラインメントについてレート方程式を構成する。それを解いて、ポピュレーションが与える発光線強度とアラインメントが与える偏光が、それぞれ実験値と合致するように電子速度分布関数を逆算する。プラズマ中での励起が基底状態から出発する「電離過程プラズマ」にたいしては、このように ACR モデルの定式化を完成した。

[2]

図 3 は図 2 で観測された $3^3S_1 \leftarrow 3^3P_2$ 発光線の偏光度のみを用いて推定した電流駆動プラズ

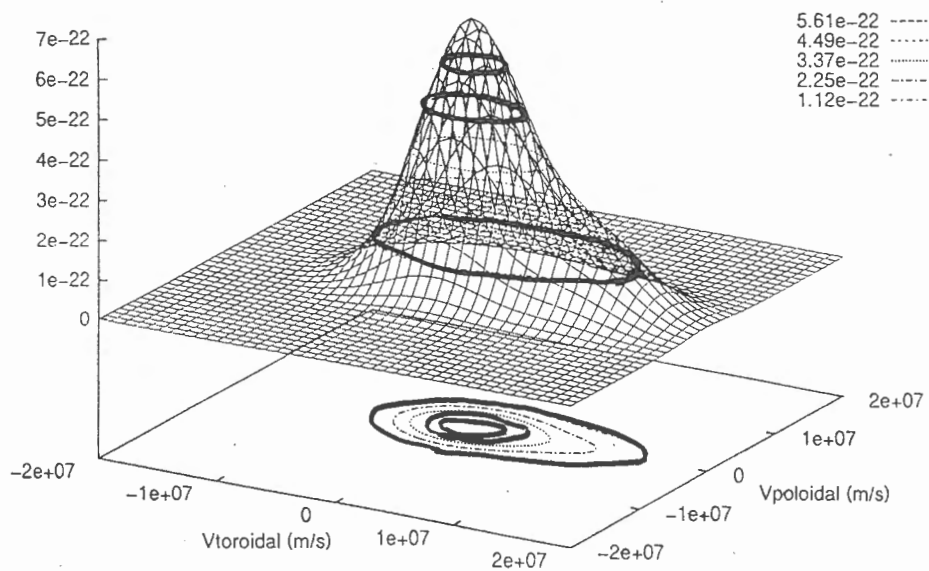


図3

マの電子速度分布関数である。100 eVの温度を持つ等方的なバルク電子群に加え、中心速度がトロイダル方向に 1×10^7 m/s を持った電子群が現われている。

レーザー生成プラズマからの発光の偏光観測は1992年、カナダで行なわれたヘリウム様アルミニウム共鳴線に対するものが最初である。電気通信大学・レーザー極限技術研究センターでは、短パルスレーザーにより生成されたフッ素プラズマからの偏光を観測している。[3] 水素様、ヘリウム様の共鳴線シリーズのスペクトルが得られ、それらはこのプラズマが「再結合プラズマ」であり、偏光していることを示している。さらに画期的なことは、再結合連続スペクトルも観測され、それも偏光している、という事実である。

上に述べたACRモデルには、再結合過程は未だ含まれていない。モデルのなかにこれに加え、再結合プラズマをも取り扱えるようにする必要がある。

1. T. Fujimoto *et al.*, Phys. Rev. E 54(3) R2240 (1996).
2. T. Fujimoto *et al.*, NIFS-DATA-38 (1996).
3. H. Yoneda *et al.*, (private communications).

「マイクロ波円偏光を用いたフレアループの磁場測定」

柴崎清登（国立天文台野辺山）

コロナ磁場は、活動領域やフレアの構造を決める非常に重要な物理量である。しかし、コロナが非常に高温であり、またコロナからの放射が非常に弱い等の理由によりその直接測定が困難で、光球面で測定された磁場を用いて推定している。

マイクロ波帯電波の円偏波成分は磁場のまわりを運動している電子と相互作用し、右回りの円偏波と左回りの円偏波でその相互作用の強さが異なるため、それを利用して磁場を測定することができる。条件によってはさまざまな相互作用が考えられるが、以下では周波数17GHz帯でコロナ中の比較的弱い磁場（数百ガウス以下）の測定について述べる。

高温プラズマからの電波放射機構としては $f-f$ 放射が主なものである。磁場が存在する場合、右回り円偏波（RCP）と左回り円偏波（LCP）でその不透明度に差が生ずる。プラズマが光学的に薄い場合（ $\tau \ll 1$ ）、円偏波率（ $P = (RCP - LCP) / (RCP + LCP)$ ）と磁場の視線成分との関係は、

$$B_{\parallel} \sim 3 \cdot E_{3 \times P} \quad (\text{ガウス}) \quad \text{である。}$$

以上より電波ヘリオグラフを用いて17GHzでの電波強度（ $I = R + L$ ）分布と円偏波（ $V = R - L$ ）分布の画像を合成し、その比（ $P = V / I$ ）から視線方向磁場の分布を得ることができる。遷移領域や彩層からの影響を避けてコロナ磁場のみを測定するためには、リムに現れた $f-f$ 放射で明るい電波源を用いる必要がある。測定される磁場は、コロナ磁場の視線成分を電波のエミッションメジャーで加重平均した値である。

コロナ磁場の視線成分は場所によって変化し、また二つの画像（ V と I ）の比から求められるために、望遠鏡の空間分解能と合成される電波像の画質に大きく依存する。また、望遠鏡や受信機等の装置自体の偏光が少なく、また較正方法が確立されている必要がある。これらの点で野辺山電波ヘリオグラフは優れており、さらに画像合成・処理法を改良することによって、今後も精度を向上させることができる。

以下に1993年1月13日に西のリムで発生したフレアのフレアループ／アーケード内の視線方向磁場の2次元分布（図1）と1993年9月27日に東のリム付近にあった活動領域NOAA7590の視線方向磁場の2次元分布（図2）を示す。いずれも、ループ／アーケードの頂上あたりで約30ガウスの視線磁場強度が観測されている。さらに、ループ頂上付近と根元付近では視線成分が逆転している。解釈のためにはループのオリエンテーション（Face onかEdge onか、シアアは？等）を検討する必要がある。

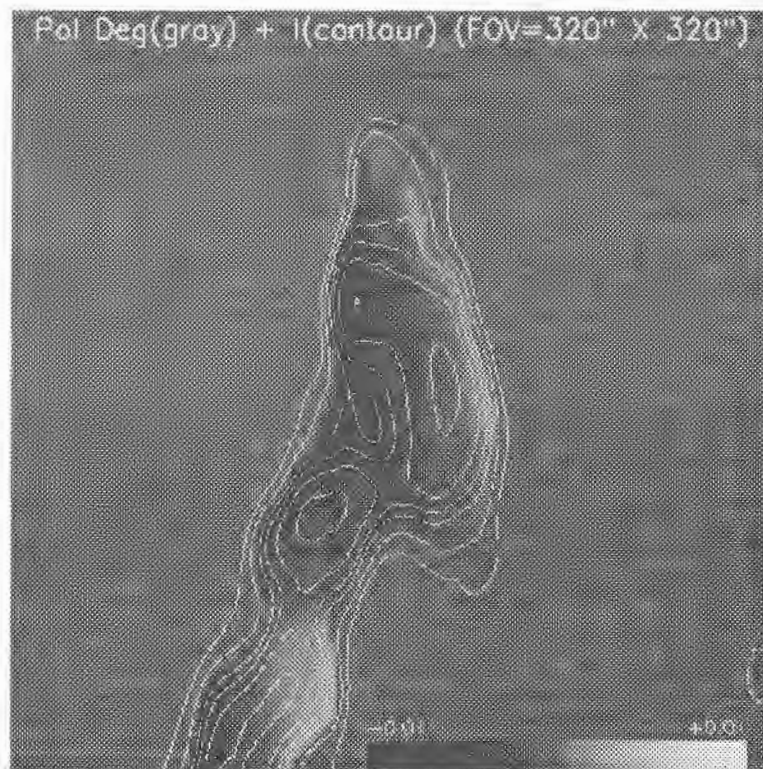


図 1. 1993年1月13日のフレアループの強度分布（等強度線表示）と円偏波率分布（濃度表示）。02～03 UTの1時間分の平均分布である。等強度線は（0.5, 0.8, 1.2, 1.5, 2.0, 3.0）万度、円偏波率は±1%（視線磁場強度±30 Gaussに対応する）である。



図 2. 1993年9月27日の東の縁を通過した活動領域NOAA7590の強度分布（等強度線表示）と円偏波率分布（濃度表示）。10分の平均分布である。等強度線は（0.8, 1, 2, 3, 4, 5）万度、円偏波率は±1%（視線磁場強度±30 Gaussに対応する）である。

He I $\lambda 10830\text{\AA}$ 線による太陽彩層磁場観測

国立天文台・末松芳法

1 序

太陽表面で観測される様々な現象は、太陽に存在する磁場に密接に関係しているため、現象の理解には、磁場観測が必須である。特に、太陽面の多くの現象はコロナで起こり、コロナに近い彩層での磁場観測は現象の解明に非常に有用である。光球磁場の観測は、比較的容易に行いうるが、彩層磁場の測定は、使えるスペクトル線が限られており、偏光測定の難しさから、まだあまり行われていない。

乗鞍コロナ観測所では、25cm コロナグラフで汎用偏光装置の使用が可能になり、可視から近赤外までの偏光観測が可能になってきた(篠田、一本： 本集録)。この装置を用い彩層磁場観測に最も適していると考えられる He I $\lambda 10830\text{\AA}$ 線での偏光観測を行い良好な結果を得たので、その内容を報告する。

2 彩層磁場観測と磁場導出方法

彩層磁場の観測は今まで、 $H\alpha$ 、 $H\beta$ を用いて行われているが、 10830\AA 線では Harvey and Hall (1971) によるマグネトグラフを用いた先駆的な観測以来ほとんど行われていず、最近になって黒点、半暗部での観測 (Rüedi, Solanki, and Livingston 1995; Rüedi, Keller, and Solanki 1996) やサブフレア時の活動領域の観測 (Penn and Kuhn 1995) が出始めたところである。しかし、これらの観測でもまだ詳しい解析がなされていないのが実状である。

He I $\lambda 10830\text{\AA}$ 線による磁場観測の利点をまとめると以下のようなものである。

- (1) 線形成機構から、この線は彩層上部(遷移層のすぐ下)のみで形成されると考えられる。従って、磁場情報も純粋に彩層上部のものと考えられる。一方、 $H\alpha$ 、 $H\beta$ といったバルマー線の翼部を用いた測定は、これらの線が光球から彩層までの広い大気層で形成されるため、磁場も光球の影響を含んでいると考えられる。
- (2) 10830\AA 線はフィラメント以外ほとんどの場所で、光学的に薄いと考えられるので、線輪郭の解釈が用意で、偏光量を磁場に変換する際の手続きが容易である。線形成の高さとしては Ca II K 線の K_3 と呼ばれる線中心部が同じようなものであるが、これは光学的に厚く線輪郭も複雑で、光量が少ないために偏光測定自身も難しい。
- (3) 近赤外域は、スペクトル線のまばらなところであるが、 10830\AA 線にはブレンドがほとんどなく(非常に弱い Ca I 線のみ)、やはり、偏光量-磁場変換を容易にしている。
- (4) すぐ近くに光球起源で正常ゼーマン効果を示す Si I $\lambda 10827.1\text{\AA}$ 線があり、分光観測では同時に光球磁場の測定が可能である。

一方、問題点としては、

- (1) 太陽偏光観測一般の問題であるが、 10830\AA 線でも彩層の微細構造が観測されるため、異なる偏光成分を組み合わせる際には時間分解能、位置合わせに注意する必要がある。
- (2) 10830\AA 線は非常に弱い線で、磁場があっても線が弱いために測定できない場合が考えられる。特に、静穏領域のネットワーク磁場ではこの恐れが強い。

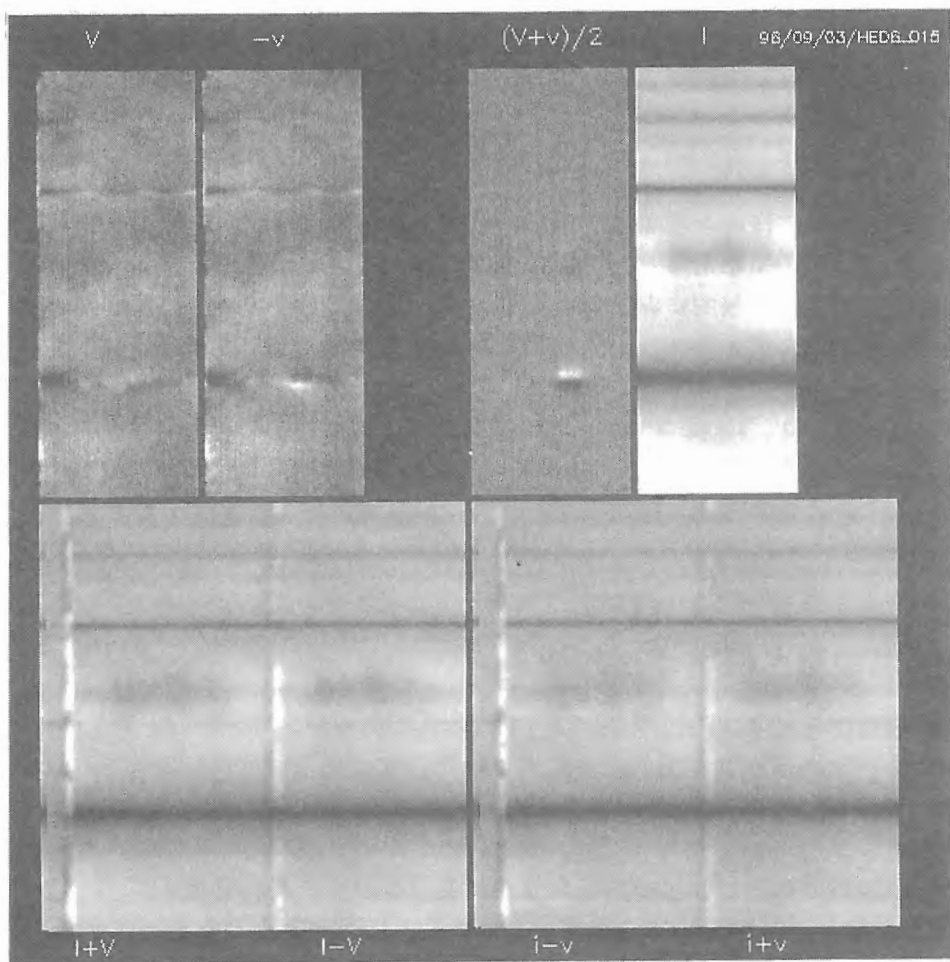


図 1: 乗鞍コロナ観測所 25cm コロナグラフと汎用偏光解析装置による He I $\lambda 10830 \text{ \AA}$ ストークス V 偏光の観測例。

従って、可視・近赤外域では 10830 \AA 線での偏光観測が彩層磁場の導出にもっとも適したものと考えられる。これを確かめるため、 $10827\text{-}10830 \text{ \AA}$ 波長域偏光観測を、25cm コロナグラフと分光器に汎用偏光観測装置を用いて行った。撮像は冷却 CCD により行った。

今回の観測では、太陽面上のプラージュ、フィラメント領域を対象に、偏光観測でスペクトロヘリオグラムを作成するため、以下の 2 種類のシーケンスを試みた。スリットのステップは $2''$ 間隔で、スリット方向の空間分解能は約 $1.3''$ (bin=2 の場合)、波長分散は $0.044 \text{ \AA}/\text{pixel}$ (bin=2) であった。

1. 円偏光（視線方向磁場）のみの観測

step1: $I+V/I-V$ pair

step2: $I-V/I+V$ pair

スリット移動後、step1 へ

2. 円偏光（視線方向磁場成分）、直線偏光（視線に垂直方向の磁場成分）の観測

step1: $I+Q/I-Q$ pair

step2: $I-Q/I+Q$ pair

step3: I+U/I-U pair
 step4: I-U/I+U pair
 step5: I+V/I-V pair
 step6: I-V/I+V pair
 スリット移動後、step1へ

得られたデータは、ダーク、フラット補正の後、2回の撮像で得られた、2つの直交偏光成分4画像全てを組み合わせ、偏光成分を求めた。この際、画像間の位置合わせは、画像間の相互相関が最大になるように行った(ピクセル単位)。

観測データと1次処理データの一例を図1に示す。この観測では、直交する偏光成分(I+VとI-Vなど)が同時に取れるので、原理的には一回の撮像で、1偏光成分が求まるわけであるが、この計算には異なるCCDピクセル間のデータを用いるため、フラット補正の精度、像の位置合わせ(2つの像の収差の違いも含む)などが影響し、単純な方法ではノイズの多いデータしか得られない。このため、現時点では、偏光成分を入れ換えたものを撮像し、同じピクセル間の引き算で偏光成分が求まるようにしている。図1には、1回の撮像で求めた場合と、2回の撮像で求めたストークスV成分を示している。

プラージュで得られた、ストークスI, Q, U, Vのプロファイルの例を図2に示す。この図からわかるように、Si I線は当然のことながら、10830線においても、Vプロファイルは顕著である。しかし、Q, Uについてはノイズの方が勝っており、10830線での直線偏光成分の検出は難しい。また、Si I線では、Q, Uプロファイルが線中心に関して非対称になっており、この原因も不明である。この原因が、速度勾配のような太陽起源のものであるのか、装置に起因する人為的なものであるのか、今後究明する必要がある。以下では、Vについてのみ取り扱うことにする。

偏光量Vから磁場の導出にあたっては、次に示す弱い磁場近似での関係を用いた。

$$\frac{V}{I} = 4.67 \times 10^{-13} g_{eff} \lambda^2 B_{los} \frac{dI}{d\lambda} \frac{1}{I} \quad (1)$$

ここで、波長 λ はÅ単位、磁場 B_{los} はガウス(G)単位である。また、 g_{eff} はランダの有効g値で表1に示している。10830Å線の主要部は2つの成分から成り立っており、分離できないのでここでは振動子強度で重みをとって $g_{eff}=1.44$ を用いた(光学的に薄いと仮定、光学的に非常に厚くなると単純平均の1.5に近づくと考えられる)。スペクトル線の強度分布Iは観測で得られたそのものを用い、この微分は数値的に行った。式(1)を用いた観測値V/Iのフィッティングの例を図3に示す。

3 光球磁場と彩層磁場の関係

Si I λ 10827Åにより得られた光球磁場の分布とHe I λ 10830Åによる彩層磁場の分布の関係について、太陽面中心近くのプラージュ領域(図4)と縁近くのフィラメント領域(図5)の2例について示す。但し、ここで示す磁場分布は式(1)によるフィッティングにより得られたものではなく、線翼の適当な波長幅で平均したV値の分布である。図には合わせて、線中心での輝度分布と、線両翼での差による視線速度場も示す。このV値と磁場とは比例関係にあり、いくつかの点で比例係数を求め、換算することが可能である。このような手続きで求めた光球磁場と彩層磁場の強さの関係は図6に示している。平均的には、10830Åによる磁場はSi Iによる磁場の40%程度に

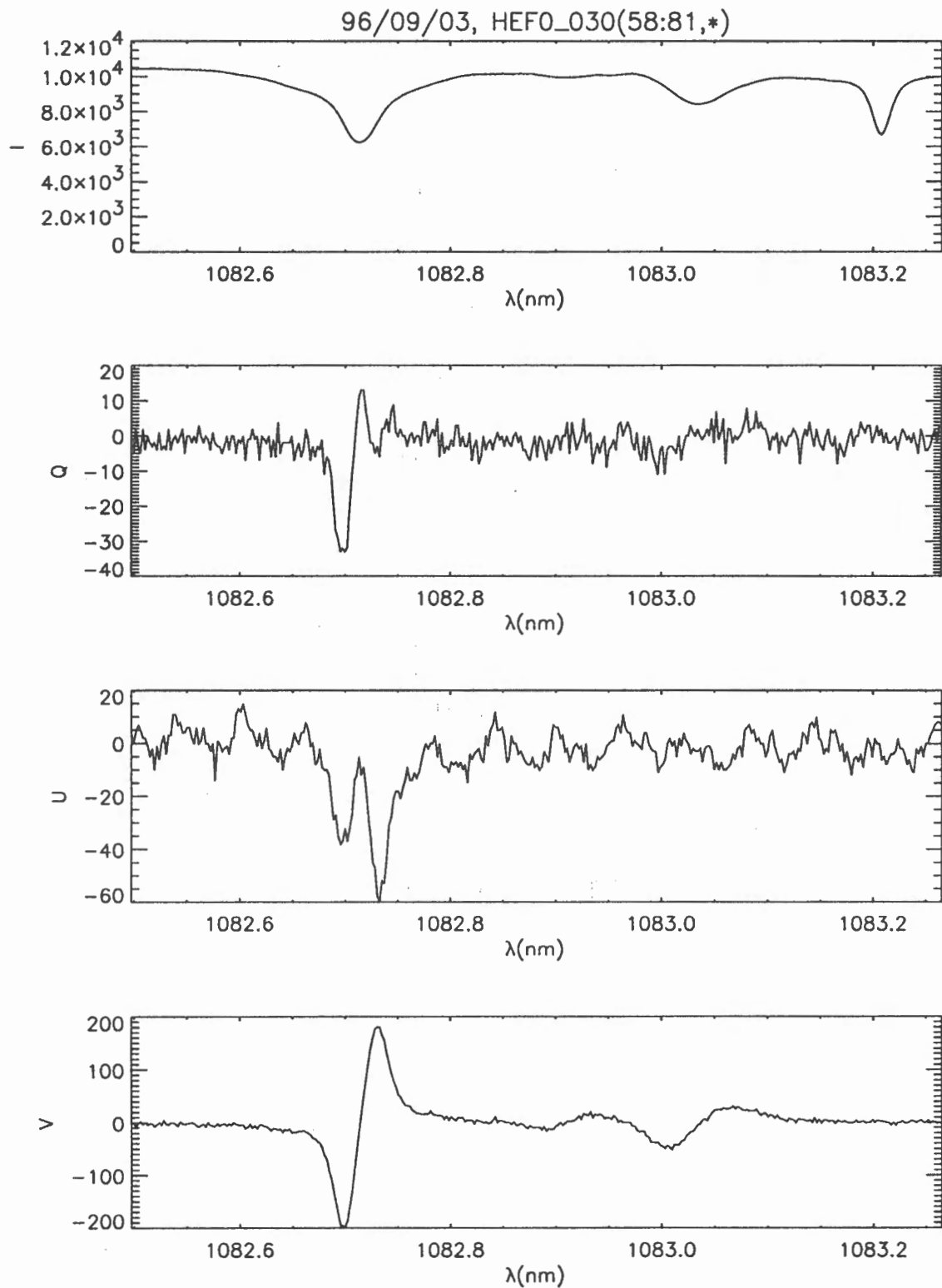


図 2: Si I $\lambda 10827\text{\AA}$ - He I $\lambda 10830\text{\AA}$ 波長域のストークス I、Q、U、V プロファイルの観測例。

表 1: 観測波長域のスペクトル線のランダ g_{eff} 値

元素	波長	g_{eff}	振動子強度比
Si I	10827.14	1.5	
He I	10829.13	2.0	0.1111
He I	10830.29	1.75	0.3333
He I	10830.38	1.25	0.5556
Ca I	10829.3	1.0	
Atm(H ₂ O)	10832.12	-	

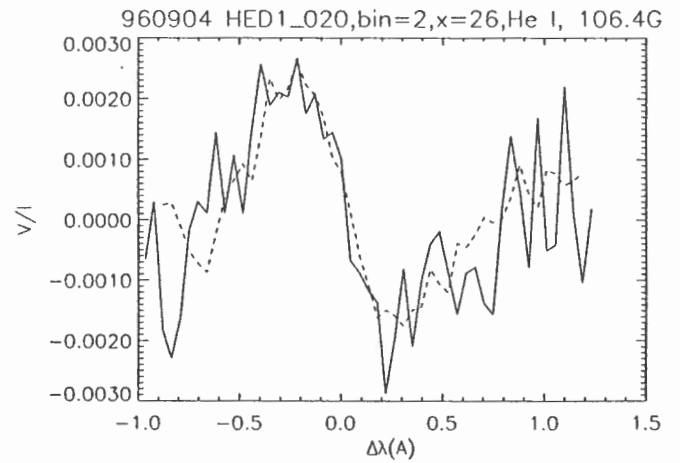
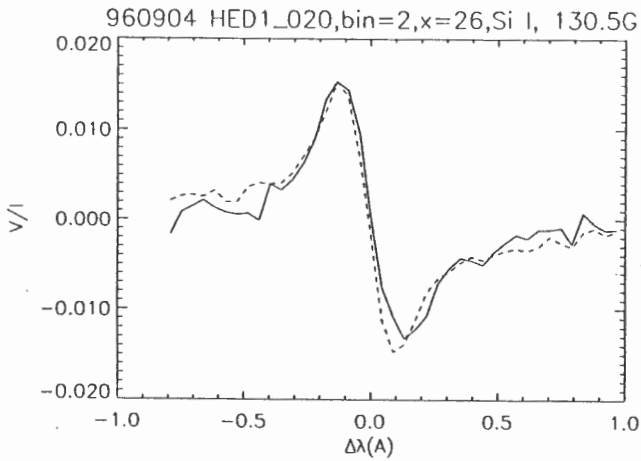


図 3: 観測された I プロファイルの微分を用いた、 V プロファイルのフィティングの例。プラージュ領域 (図 4 参照)。同じ場所で、Si I 光球線に対して磁場の強さ 130G (左図)、10830 彩層線に対して 106G (右図) の値が得られた。

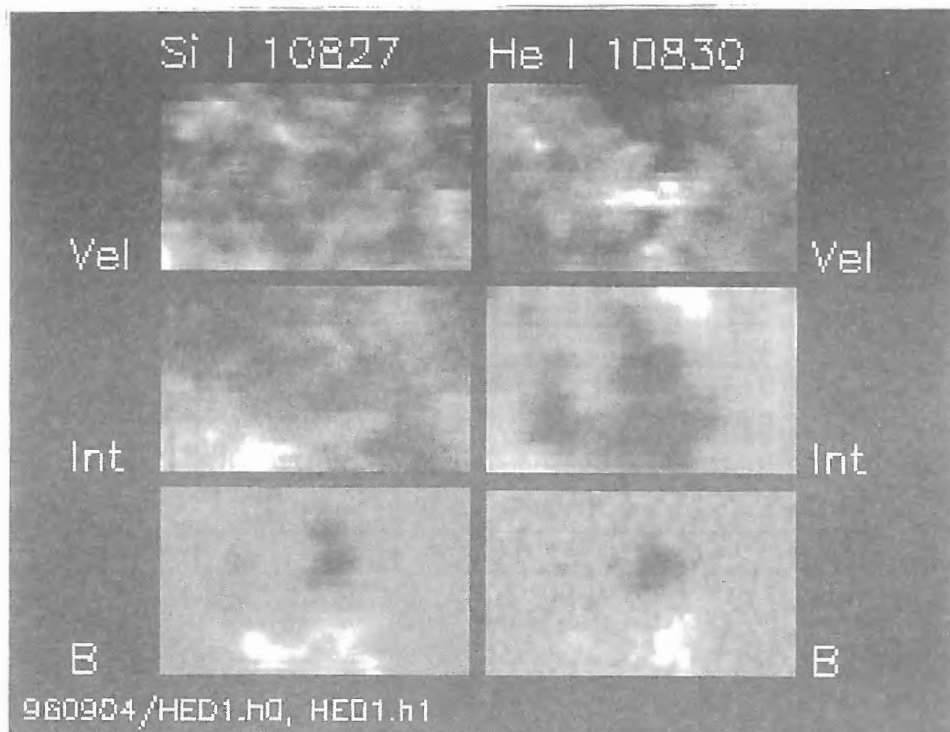


図 4: プラージュ領域の Si I $\lambda 10827\text{\AA}$ による光球視線速度場、輝度、磁場、及び、He I $\lambda 10830\text{\AA}$ による彩層視線速度場、輝度、磁場。観測は 1996 年 9 月 4 日、プラージュの位置は太陽面中心からやや北東。図の上が太陽の西、左が北。視野は $132'' \times 78''$ 。

なっており、以前の結果 (50–80%) より小さな結果になっている (Harvey and Hall 1971; Penn and Kuhn 1995)。

彩層の磁場分布は光球に比べてノイズが多いが、両者の対応関係はよく成り立っており、He I $\lambda 10830\text{\AA}$ による彩層磁場観測が信頼できるものであることを示している。特に、光球磁場と彩層磁場の極性は非常に良い一致を示している。一方、磁場強度に関しては、必ずしも比例関係になく、相対的に彩層磁場が弱い領域が存在している (例えば、図 4 プラージュ領域左下)。これは磁場形状の違いを反映していると考えられコロナの X 線構造等を考える上で非常に興味深い。

なお、注意として、彩層磁場のノイズの一部は、速度の影響を取り入れていないため、今後の改善課題である。彩層構造の速度は光球に比べて大きいので磁場測定への影響も大きく、画像間の位置合わせを難しくする要因にもなっている。

4 議論

今回の結果から、 10830\AA 線を用いた彩層磁場の観測は非常に有望であることが示された。まだ、一般的にはこの観測は行われていないので、乗鞍コロナ観測所の目玉の一つとして今後も継続して行っていきたい。観測をより魅力的なものにするため、今後考慮していく点がいくつか考えられる。

まず、装置上、一次データ処理の問題としては、

1. 人為偏光の調査と視野にわたる偏光むらの分布の調査。特に、直線偏光成分 Q、U に見られる

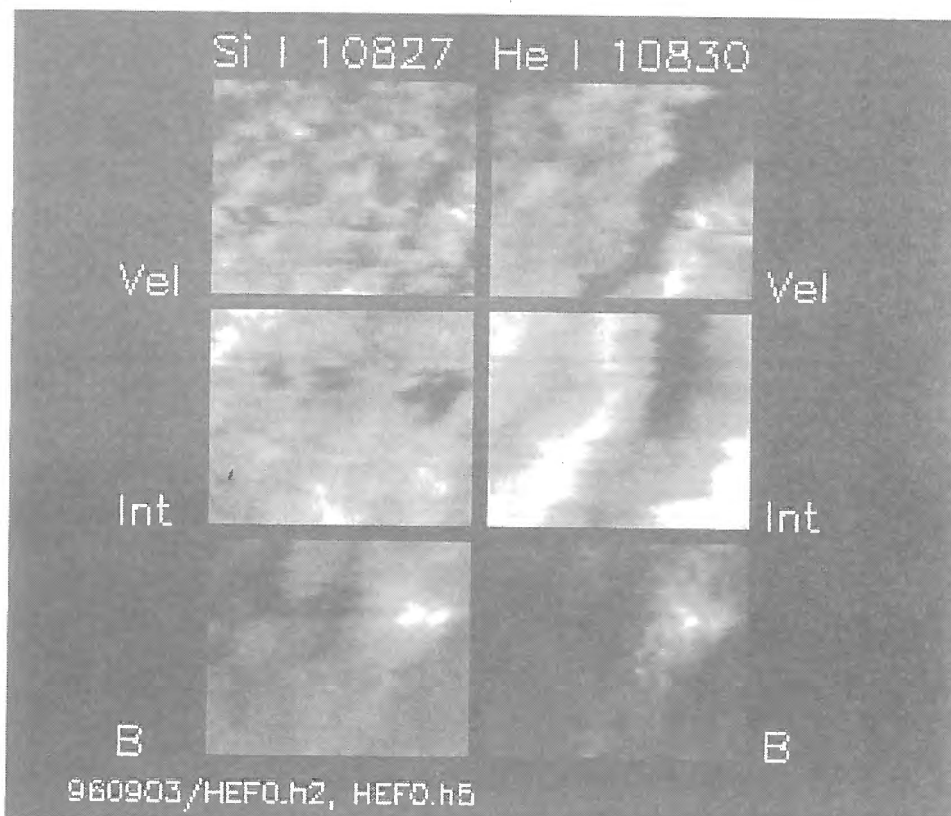


図 5: フィラメント領域の Si I $\lambda 10827\text{\AA}$ による光球視線速度場、輝度、磁場、及び、He I $\lambda 10830\text{\AA}$ による彩層視線速度場、輝度、磁場。観測は 1996 年 9 月 3 日、フィラメントの位置は太西南陽縁近く。図の右が太陽西縁、上が北。視野は $112'' \times 91''$ 。

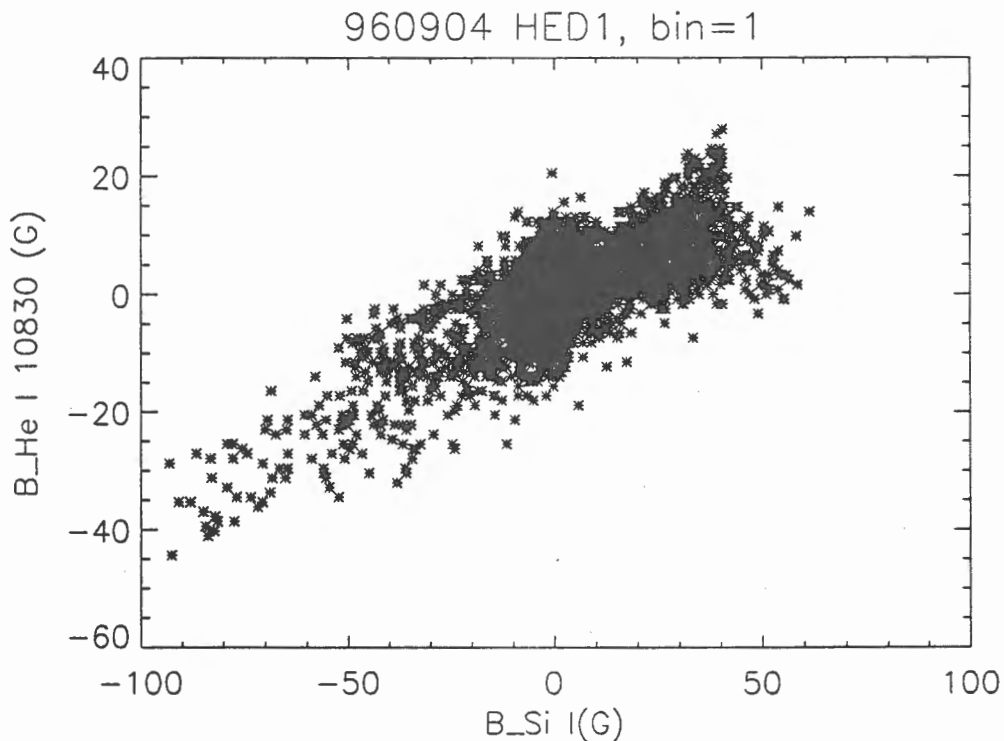


図 6: 太陽面中心近くのプラージュ領域での Si I 線による光球磁場と He I 10830Å 線による彩層磁場の相関。

非対称性と周期的ノイズの起源を調べる。

2. 2 偏光を同時に取得しているにもかかわらず、処理ではこの利点が活かされていない。フラット処理、位置合わせなど今後も検討していく必要がある。

今回示した磁場の空間分布は簡易的なものであり、速度場による影響がノイズとして含まれている。この改善には、空間各点で例えばプロファイルを式 (1) によりフィッティングする必要がある。このための自動プログラムを現在作成中である。また、更なる課題として以下のことを考えている。

1. Si I 線に関しては Lite et al. による最小 2 乗法を用いたフィッティングにより、磁場以外に温度、フィリングファクター等の情報も導出可能であり、今後試みたい。
2. 10830 線に関しては、3 成分全部にわたるフィッティングを試みる。これにより精度良い磁場導出と、光学的厚さも導出する。

References

- Harvey, J. and Hall, D.: 1971, IAU Symp **43**, 279.
 Penn, M.J. and Kuhn, J.R.: 1995, *Astrophys. J.* **L441**, 51.
 Rüedi, I., Keller, C.U., and Solanki, S.K.: 1996, *Solar Phys.* **164**, 265.
 Rüedi, I., Solanki, S.K. and Livingston, W.: 1995, *Astron. Astrophys.* **293**, 252.

乗鞍 10 cm コロナ グラフ 偏光 撮像 計画

野口本和、一本 潔、田中伸幸、篠田一也、熊谷収可、加藤偵博、
西野徹雄、福田武夫(国立天文台)、武山芸英(ジェネシア)、乗鞍
コロナ観測所チーム

概要

乗鞍コロナ観測所では 1950年(昭和25年)に開所して以来 10cmコロナグラフ(日本光学:1950年)に直視分光器(分散能:25Å/mm, 5303Å 日本光学:1950年)を取り付け眼視によるコロナ緑色輝線(FeXIV 5303Å)の強度観測を続けてきた。

近年になりコロナの磁場、速度場の研究に供される観測装置の検討を進め、5303Å可変複屈折干渉フィルターを用いたコロナ偏光撮像光学系、 $\text{H}\alpha$ 多層膜干渉フィルターによる写真撮像光学系を備えた2波長同時観測装置が開発された。装置は1996年11月に10cmコロナグラフに取り付けられて観測を開始し、1950年以来続けられてきた直視分光器によるコロナ緑色輝線の眼視観測は46年に亘たる観測の歴史に幕を閉じ、新たなコロナ観測の歴史が始まった。

1. 観測装置の設計概念

従来から行われてきたコロナ観測は、コロナ輝線分光観測とコロナやプロミネンスなどの写真撮像観測で、直視分光器と干渉フィルター写真撮像装置を交互に交換して観測を行うため同時刻における現象のデータ取得が出来なかった。直視分光器の観測はコロナ緑色輝線強度を太陽周縁に沿って眼視で行うため全周測定に時間を要するうえ、太陽輝度の常時測光が出来ないため正確なキャリブレーションが出来なかった。また撓みによって光軸ズレが発生し散乱光を増長するなど機構上の問題もあり、観測からはコロナ輝線強度データしか得られず、二次元情報がとれなかったためにコロナ現象の解明は不可能であった。

コロナには磁場があり、磁場情報は偏光観測で得られることが知られている。コロナの磁場を研究するには、高時間分解能で偏光成分を効率よく観測することが求められる。コロナの観測とともにコロナ磁場エネルギーの源になる光球表面、彩層の観測も同時に行う必要がある。

新観測装置は、直視分光観測で出来なかったコロナの磁場、速度場の偏光観測を行う一方、彩層の同時撮像観測を実行するため3光学系4焦点を備えた2波長同時観測装置である。高精度の偏光観測を行うにはつねに太陽輝度を測光することが重要で、新たに太陽輝度モニターを開発した。直視分光観測でかかえていた撓みに起因する光軸のズレによって発生する散乱光除去は、オッカルティングディスクと太陽光球をたえず重ね合わせて自動的に補正する自動光電ガイド装置を開発した。2波長同時観測装置は10cmコロナグラフに取り付けることを前提に、全長を短くし搭載機器の小型軽量化の設計をした結果、従来の直視分光器を取り付けた全長とほぼ同じで、重量は軽くすることができた。

2. 2波長同時観測装置

2-1: 観測装置概要

2波長同時観測装置は3光学系4焦点を備え、光路の切り替えなく観測が行える。表は撮像光学系の基本緒元、図1に装置の光学系を示す。光は偏光ビームスプリッター1(PBS:Polarizing Beam Splitter)でコロナ偏光撮像系とH α 線写真撮像系に振り分ける。PBS1で反射した光はコロナ偏光撮像系に進む。光路上に新たに開発した5303Å可変複屈折干渉フィルター(透過波長幅1Å:5303Å制御温度40.6°C以後リオフィルター)があり、透過した光はPBS2で冷却CCDカメラ1、2系に振り分ける。冷却CCDカメラ1と2にはリオフィルターの異なる透過波長の光が行き、その波長は液晶遅延素子(LCVR:Liquid Crystal Variable Retarder)によって制御することが可能で、例えば冷却CCDカメラ1でコロナ、2でスカイ(あるいは逆)、または、1で5303Å+0.5Å、2で5303Å-0.5Åを同時に撮像しガイドエラーによるノイズを低減する。但し現在は冷却CCDカメラ1のみである。図2はLCVRの遅延量を変化させた時の透過波長の違いを示し、上部が太陽光スペクトル、実線がsingle peak、点線がdouble peak、波線がskyである。H α 写真撮像系はPBS1を透過しPBS3で透過とガイド光学系に振り分ける。PBS3を透過した光はH α 多層膜干渉フィルター(透過波長幅0.5Å:6563Å)を透過し写真カメラ(250枚撮モータードライブ)で撮像する。シャッターは冷却CCDカメラの露光時間調整を行い、較正光学系は光路に挿入してフラットフィールドの撮像を行う。望遠鏡の撓みに起因するオッカルティングディスクと太陽光球の光軸ズレ補正は望遠鏡焦点面の光量を検出して重ね合わせるもので、ガイド画像信号を使い太陽光球、オッカルティングディスク、バックグラウンドの輝度信号バランスの崩れ情報によってオッカルティングディスクと太陽光球のズレ量をパソコンが計算し、輝度差信号を自動光電ガイドX-Yステージにフィードバックしオッカルティングディスクと太陽光球をたえず重ね合わせる。ガイド光学系前の絞りはガイド画像の適正露光を得るため、入射する

撮像光学系基本緒元表

対物レンズ	口径:125mm(有効口径100mm) 焦点距離:1508mm	
設計波長	5303Å (FeXIV)	6563Å (H α)
視野角	0.707° X 0.707° (対角 1.00°)	
ディテクタ	CCD(Si系) チップサイズ: 12mm X 12mm (対角 17.0mm) ピクセル数: 1000 X 1000 ピクセルサイズ: 12 μ m X 12 μ m	銀塩フィルム: Type 135 有効サイズ: 22.1mm X 22.1mm (対角 31.2mm)
合成焦点距離	970mm at λ :5303Å	1800mm at λ :6563Å
スケール	213.1 arcsec/mm	115.4 arcsec/mm

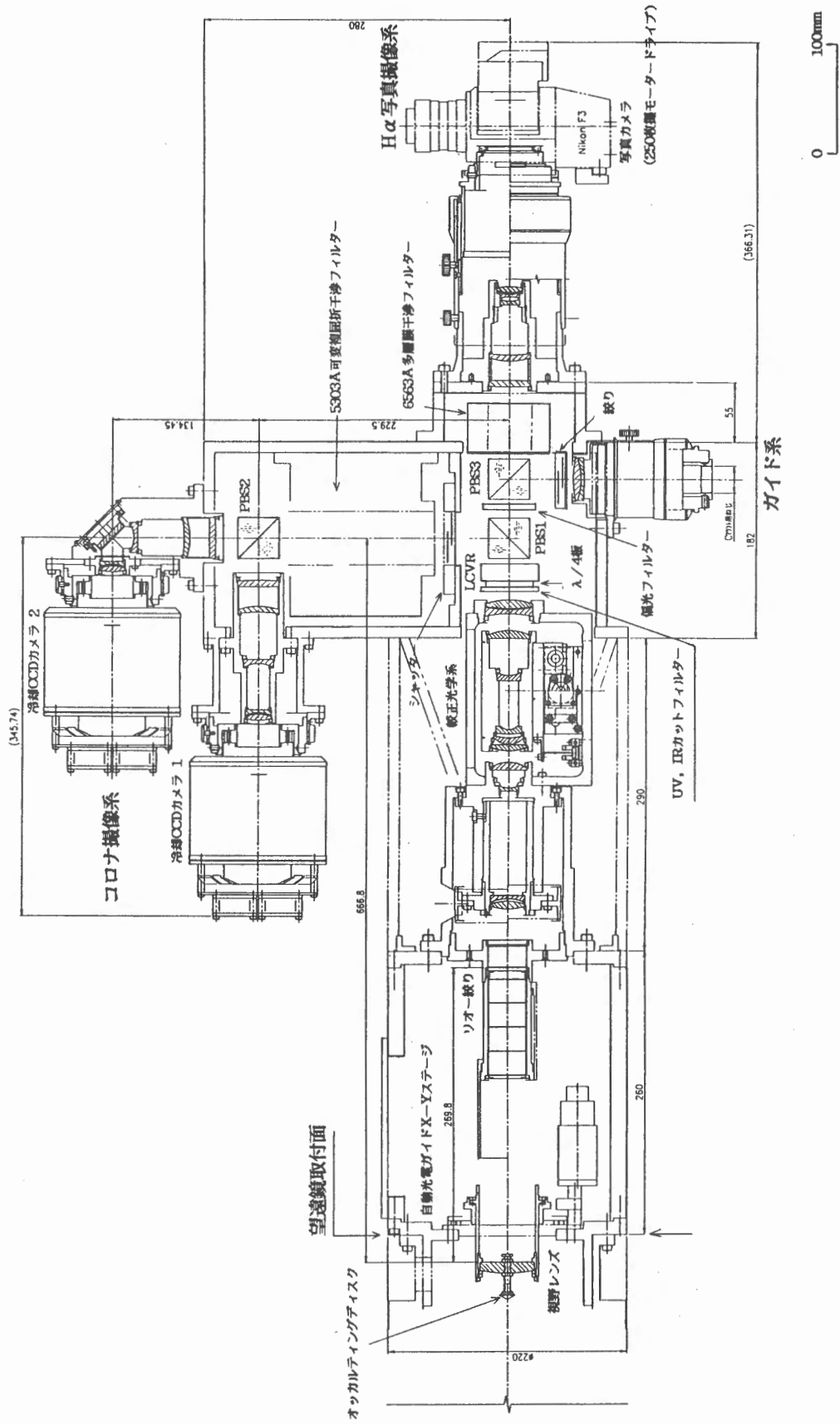


図 1. 2 波長同時観測装置光学系

光量によって絞り開口を自動制御する。X-Yステージ、絞りともオフライン制御で任意に動かすことが出来る。LCVRについては、ワークショップ集録に篠田等によって詳しく報告されているので割愛させていただく。

図3は10cmコロナグラフに取り付けられた2波長同時観測装置である。

Proj-A Lyot: 96/11/16

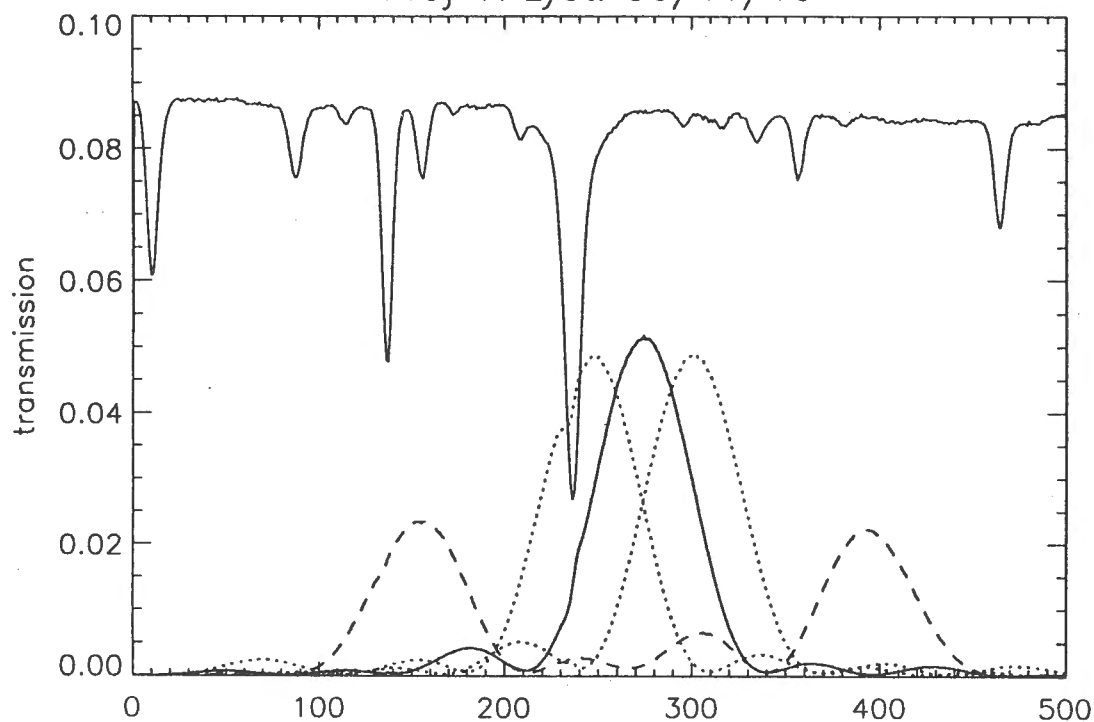


図 2. LCVRによる透過波長の変化

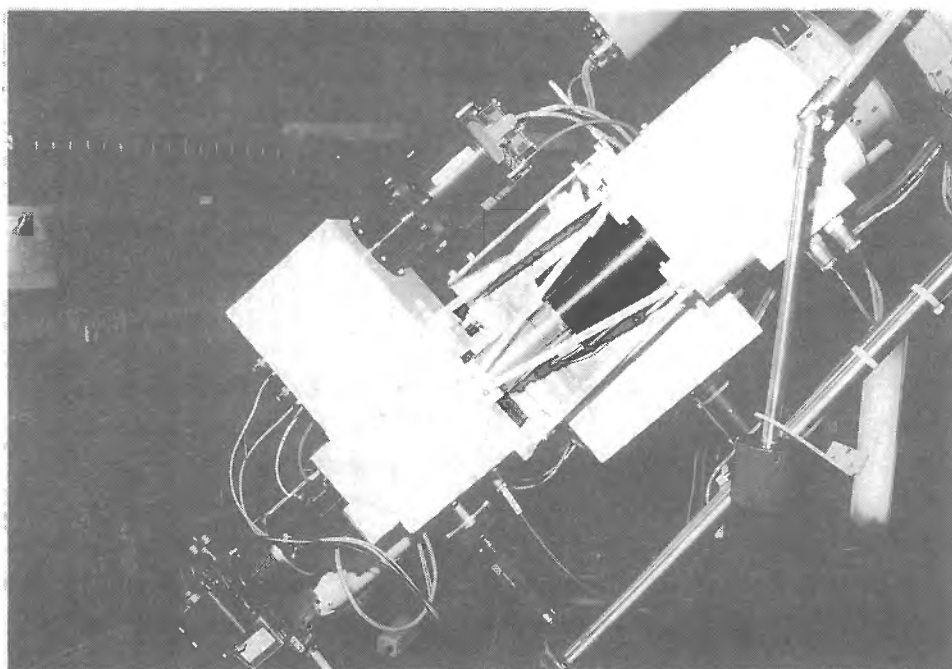


図 3. 2波長同時観測装置

2-2: 5303 Å 可変複屈折干涉フィルター

観測装置の軽量化の要求に沿い、小型の5303 Å 可変複屈折干涉フィルター（リオフィルター）を開発した。リオフィルターは従来から乗鞍コロナ観測所で使われてきた5303 Å リオフィルター（中心透過波長幅: 0.5 Å Halle社）に比べて全長、重量とも半分以下の大きさで図4に構造を示す。

コロナの磁場の情報は偏光観測によって得られることが知られており、リオフィルターは透過波長を変化させるためLCVRを組み込んだ。図中③が新たに製作した複屈折素子で、8枚の方解石結晶と4枚の $\lambda/2$ 板、3枚の偏光板（斜線部）で構成され大きさは32X32X48.6mm（最大口径: ϕ 32mm）で中国・南京天文儀器研制中心で製作された。LCVR②、④が光学油によって密着して一体構造になっている。LCVRの取り付け機械軸精度は 0.5° 以内である。LCVR②の前に、5303 Å 多層膜干涉フィルター（中心透過波長幅: 10 Å）①が挿入されている。複屈折素子、LCVRとも恒温筒に納め、周囲を保温材で覆い同温度に保ち放熱を防ぐ構造である。リオフィルターは制御温度40.6°Cで透過幅1 Åであり、LCVRを使った波長シフト量は ± 1.0 Åである。制御温度の安定性は $\pm 0.05^\circ\text{C}$ 以内に保たれている。このリオフィルターは国立天文台・天文機器開発実験センター（マシンショップ）で製作された。

図5は人工光源を使いLCVRの遅延を変化させた時の透過プロファイルを示したもので、上部が太陽光スペクトル、***がdouble peak、1.0から-1.0がsingle peakで、中心波長(0.0)に対し長波長側、短波長側とも傾きが同様で、LCVRの制御が正確に行われている様子が伺える。

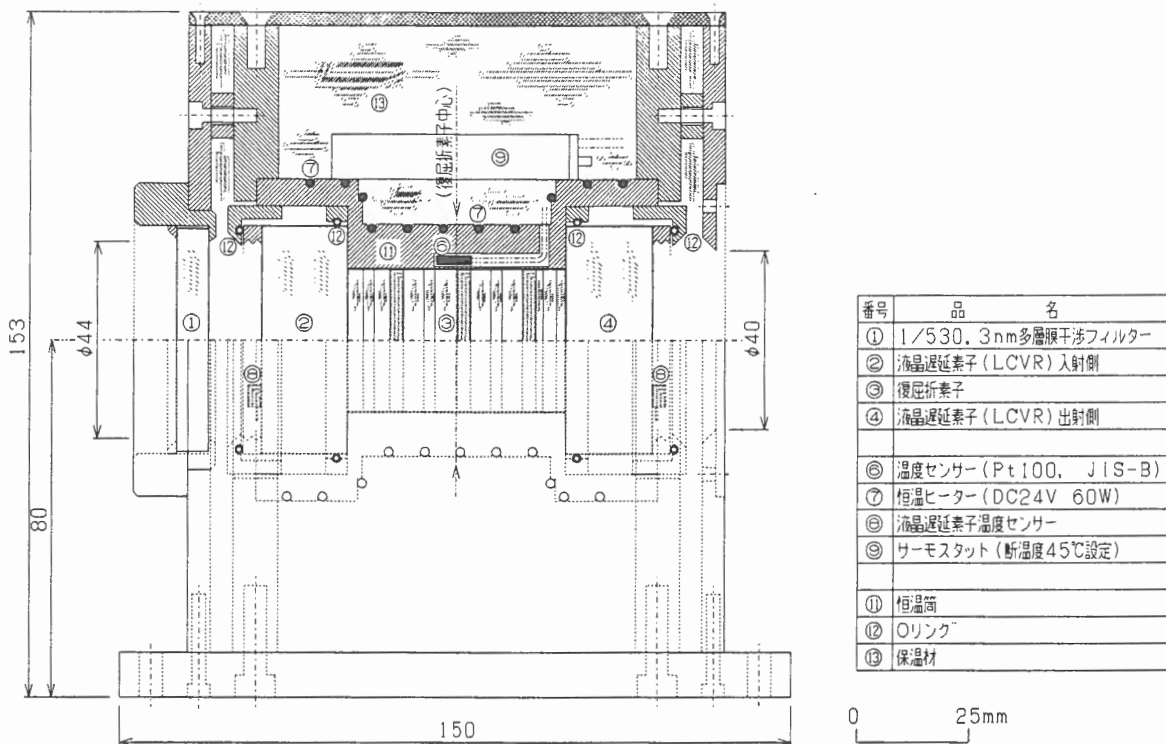


図4. 5303 Å 可変複屈折干涉フィルター

人工光源

LCVR温度 1, 2 37.6°C
LCVR1 LCVR2

Single -34.0

double -34.0 207.0

5303 Å 可変複屈折干渉フィルター
温度 40.6°C

10/5303 Å 多層膜干渉フィルター

HA-507 Å 干渉フィルター

P.B.S

Proj-A Lyot filter: 96/05/14, scan4.dat

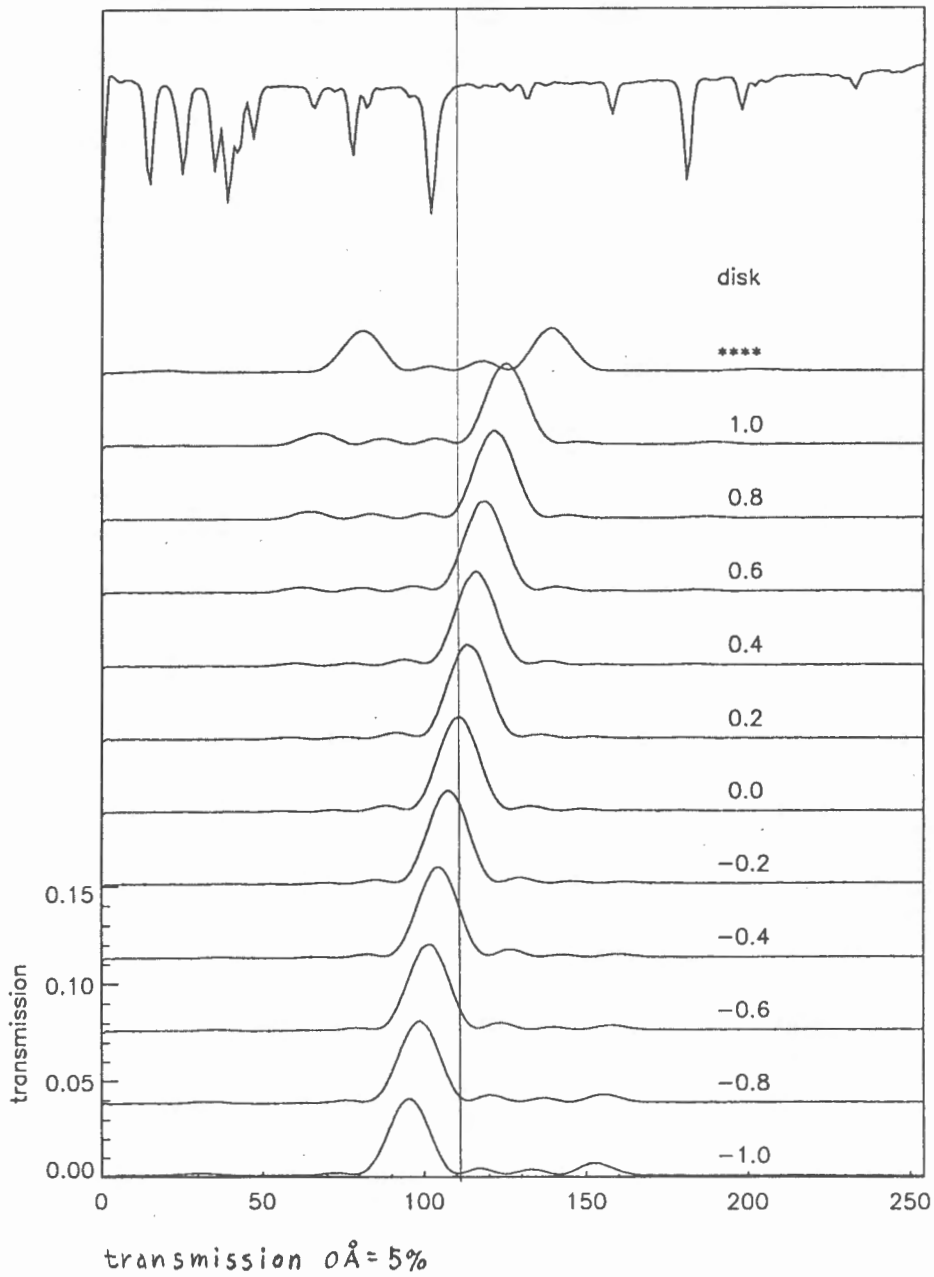


図 5. LCVRの遅延による透過プロファイル

3. 観測結果

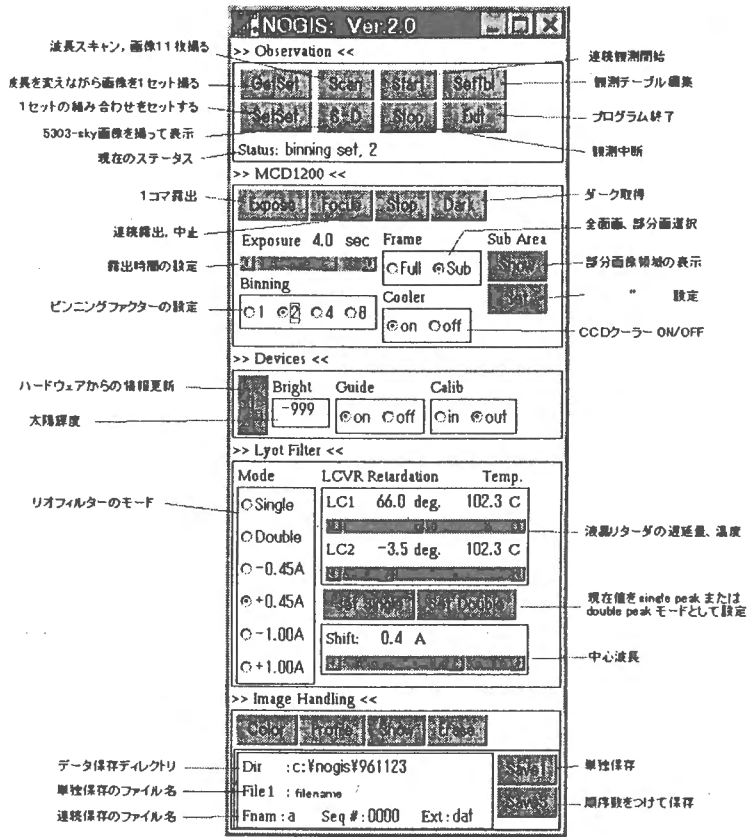


図 6. 観測画面

観測はパソコンのWindows上のIDLで行われる。図 6 に観測画面を示すが、多彩なコロナ観測に対応ができる。観測データはCD-ROMに記録されて保存される。

図 7 にコロナ撮像観測結果を示す。この画像は1996年12月15日に西リムに発生していた弱いコロナの部分画像で 2秒露出で撮像できた。太陽周縁には全面画像モニターからはこのコロナ以外には現れておらず静かな状態であった。従来の直視分光器による眼視観測では散乱光の影響と分光器の機構上の問題などから、リム付近に発生する弱いコロナの観測は見落としがちであったが、2波長同時観測装置では短時間でコロナの撮像ができ、活動的に変動するコロナ研究にとって有意な装置であることが確認できた。

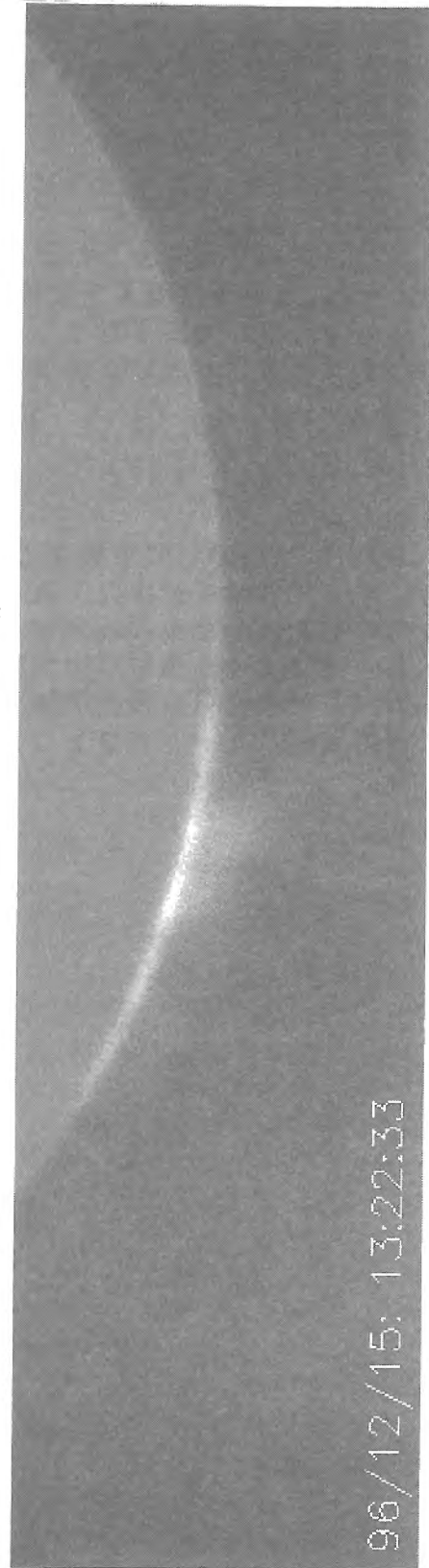


図 7. コロナ画像

4. おわりに

2波長同時観測装置は1996年12月からコロナの撮像観測を開始した。全て完成すると3光学系4焦点面を備えるが、現在は冷却CCDカメラ2と、結像レンズが予算上購入できないため取り付けられていない。較正光学系は制御ソフトが完成していないため取り付けられていない。コロナの直線偏光を測るためのLCVRは光軸出しと遅延量検定が完了していないため取り付けられていないのが装置の現状である。

長年の念願であったコロナの偏光撮像観測が始まった現在、早期にもう一台の冷却CCDカメラの導入を実現しコロナの磁場、速度場研究に供される2波長同時観測装置の完成を目指したい。また多数の観測者に使われ、コロナ研究に利用されることを願い2波長同時観測装置の愛称は

NOGIS (ノギス)

Norikura Greenline Imaging System

とした。

おわりに、NOGISの実現までには足かけ4年を要した。この間、著者等が中心になって作業を分担して進めてきたが、これ以外に自動光電ガイドX-Yステージの開発は元職員の岡本富三氏が手がけた。完成後は交替で調整作業と基礎観測を続けてきた乗鞍コロナ観測所職員全員の協力のたまものである。観測所長の桜井隆教授には機材の購入に際し数々のお骨折りをいただき、装置開発では有意な助言をいただきました。改めて感謝します。

DSTによるマグネトグラフ計画

船越康宏（飛驒天文台）

はじめに

飛驒天文台では、今年(H8)度研究基盤重点設備費の助成により、ドームレス太陽望遠鏡(DST)にポリリメータを新設する計画を進めている。DSTは、所謂、polarisation freeな器械構成でない為、大きな器械的偏光が不可避であるが、地上の太陽観測装置としては、少なくとも我が国で最高の空間分解能を誇る結像光学系と、高分散分光器を兼備する装置である為、太陽面微細構造の磁場情報の取得に一定の役割を果し得るものと期待される。本稿では、現在、仕様の詰めを急いでいる段階の、装置の概要を簡単に紹介する。

1. 器械的偏光とその補償装置

DSTの望遠鏡部を図1aに示す。結像光路には、高度軸と共回転するニュートン斜鏡と、方位軸と共回転するクーデ鏡の2枚の平面鏡がある。入射角は何れも45度の定角反射である(この意味で、NSO/SPの真空塔シデロと同型式)。真空封止用の入射・射出窓の圧力変形による器械的偏光も無視出来ないと思われるが、前者による偏光より1桁以上小さいので、当面、斜鏡による器械的偏光の補償に傾注し、初期調整の段階で、後者の寄与も明確にして行きたい。図2aは、2枚の斜鏡による器械的偏光の日周変化の計算値で、DSTの器械的偏光が大局的にはこれで説明出来そうである事は、予備的観測からも確かめられている。

補償光学系の構成は、平行平板による反射率異方性補償と、Ehringhaus補償板による位相差補償である。素子厚みの削減と光軸ずれ抑制の為、それぞれを2分割し対称配置する(図3a)。同一構成の2組の補償子は、分光器観測台上で焦点直前の光路に挿入され、それぞれの補償子「主軸」を、ニュートン鏡・クーデ鏡の長軸(射影)方向に保持して、空間的に高度・方位軸と共回転される(図4)。

図1aに示される通り、DSTでは、2枚の斜鏡は狭い真空「容器」内にあり、両者間への較正要素の挿脱は空間的・熱的に困難である。従って、太陽光のみに頼った試行錯誤的初期調整では、常に両補償子の複合「結果」しか測定出来ない為、必ずしも容易でない。一方、高度軸を±90度振って得られる器械的偏光の変調(図2b)はごく単純なので、望遠鏡入射窓前面に適当な較正素子を取り付け、性質の良い人為偏光を入射出来れば、時間的・精度的に効率よく、補償子の初期調整が可能であると考えられる。

2. 変調子と検光子(図3b)

Modulatorには、機構的に単純で、設定誤差制御の比較的容易な、連続回転波長板を採用する。遅延量は、変調「効率」の高い(直線・円偏光の変調振幅が等しくなる) $\delta=127^\circ$ とする。これによる直線偏光の変調振幅は、1/4-波長板の場合の1.6倍に達する。厚さは、偏光干渉縞間隔・ウォブリング効果等から、面精度・剛性の許す範囲内で薄い程良く、 $164\mu\text{m}$ を目標に検討を進めている。本装置では、変調子は分光器入射スリット直後に置かれる為、変調子回転による像野の躍りは副次的にしか利かず、実時間積算も波長板の1セクター($22.5^\circ/62.5\text{ms}$)分毎に独立させる為、像質はseeingのみに依存すると考えて良い。回転機構は、設置場所の機械的制約・絶対位置読出精度等を勘案して、中空型DDモーターの使用を検討している。

Analyzerには3-Wollaston beam splitterを用いる。これは、装置の有効径(スリット長)として20mm(=2')は確保したい事、従って、分岐角が大きい事、分光器が長焦点(=14m)である為、分岐光路のオフセット(非対称性)が小さい事、原光軸にほぼ平行に回折格子を照射出来る事等の条件から案出されたもので、3箇の比較的小さな45度方解石ウォラストンプリズムにより、分岐角19.8度の2平行光束を得ている。但し、この系では非点収差が不可避である為、それぞれの光路に非点収差補正光学系が必要となる。補正法として、シリンドリカルレンズ系による異方縮像法と平行平面ブロックによる収差補正が検討されたが、前者では、最終倍率がほぼ固定される事、単一の受光子撮像面に落とすには光路間ギャップの圧縮系が余分に必要な事等から、請負メーカー側からの強い抵抗もあり、また、近い将来の撮像子の大型化による変倍可

能性も考慮して、後者での煮詰めを進めている。

3. 撮像子

当初使用の撮像CCDには、カナダ、Dalsa社のTurboSensor CA-D4-1024T型を選定した。同機は、 $12\mu\text{m}\square\times 1\text{k}\times 1\text{k}$ の全撮像面を、12-bit深さで、16フレーム/sで連続読出可能である。また、メカニカルシャッターが無く、回転波長板の1セクター分の殆どを有効露出時間とする事ができる。これより、波長板の回転数は、1 rps となり、毎秒2変調周期分の偏光素データが読み出される。この素データはImage Technology社の高速・大容量イメージプロセッサにより、セクター別に実時間積算され、指定サイクルの積算後、必要部分の切り出し、ホストコンピュータへの転送が行われる。一方、解像力の面からは、20mm幅の2ストリップのスペクトルを $12.3\text{mm}\square$ に圧縮するので、空間的に $0.29''/\text{pixel}$ 、分散方向に $7.9\text{m}\text{\AA}/\text{pixel}$ ($\lambda=630.25\text{nm}$)となり、望遠鏡・分光器のいずれの分解能をも大きく損う事はない。

4. 観測制御部

機器配置の概念図を図1bに、観測制御部のブロック構成を図5に示す。装置全体のホストはAlphaStation 255/233で、DSTのステータスに同期させて偏光補償装置を制御するコントローラDELL GXM5133と、回転波長板に同期してCCDカメラを制御し、1次データの取得・実時間積算を実行するGateway2000 P5-166とで、TCP/IPのサブネットを構成し、観測室に既設のDECnet LANに接続されて、VAX8250を通してDST本体にアクセスする。大量のデータ転送を要するGatewayとは、100Mbps Fast Ethernet接続である。

ソフトウェア開発は(予算的制約から)今回仕様の範囲内には含め得なかった。これには、「現物」が無い事にはどうしようもない部分も多々あり、現在の所、梓組設計が中心で、具体化は、主要機器納品後に先送りされていると言える状況である。

付記

本計画は、漸く実現への端緒についたばかりですが、現在の附属天文台の太陽グループのみならず、今は台外に在る牧田氏をはじめ多数の方々の御協力に支えられて、検討・推進されてきたものである事を付記し、関係各位の寄与に謝意を表します。また、国立天文台一本氏には、多くの有益な助言を頂きました。今後の装置の立ち上げ・調整・運用には、ハード・ソフト両面から、更に多くの若い方々の寄与(から御老体方の知見に富んだ入れ知恵まで)が必要とされます。内外各位の積極的参画を期待して止みません。(F/961227)

参考文献

- 牧田、船越、當村、川上、花岡、河合、1996、
京都大学理学部附属天文台技報 第7号、1。
Makita, M., Funakoshi, Y. and Hanaoka, Y., 1991,
in Solar Polarimetry, NSO/SP Summer Workshop Series No.11, 198.

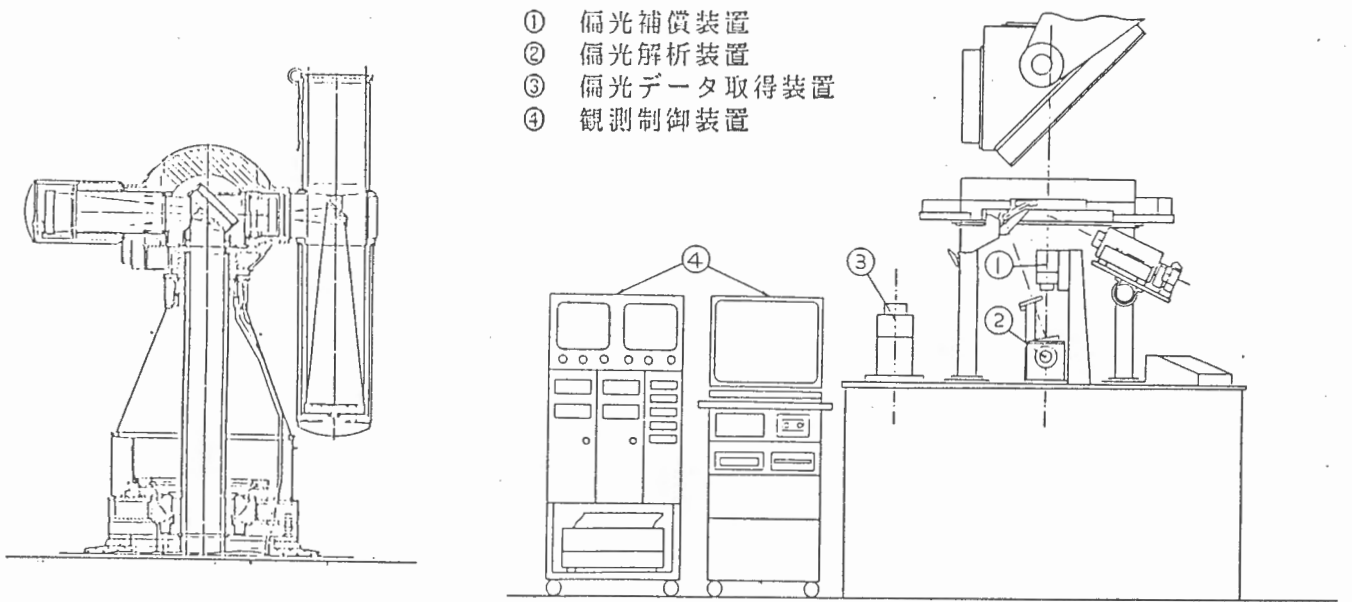


図1 a. ドームレス太陽望遠鏡 (塔頂部)

b. 機器配置概念図

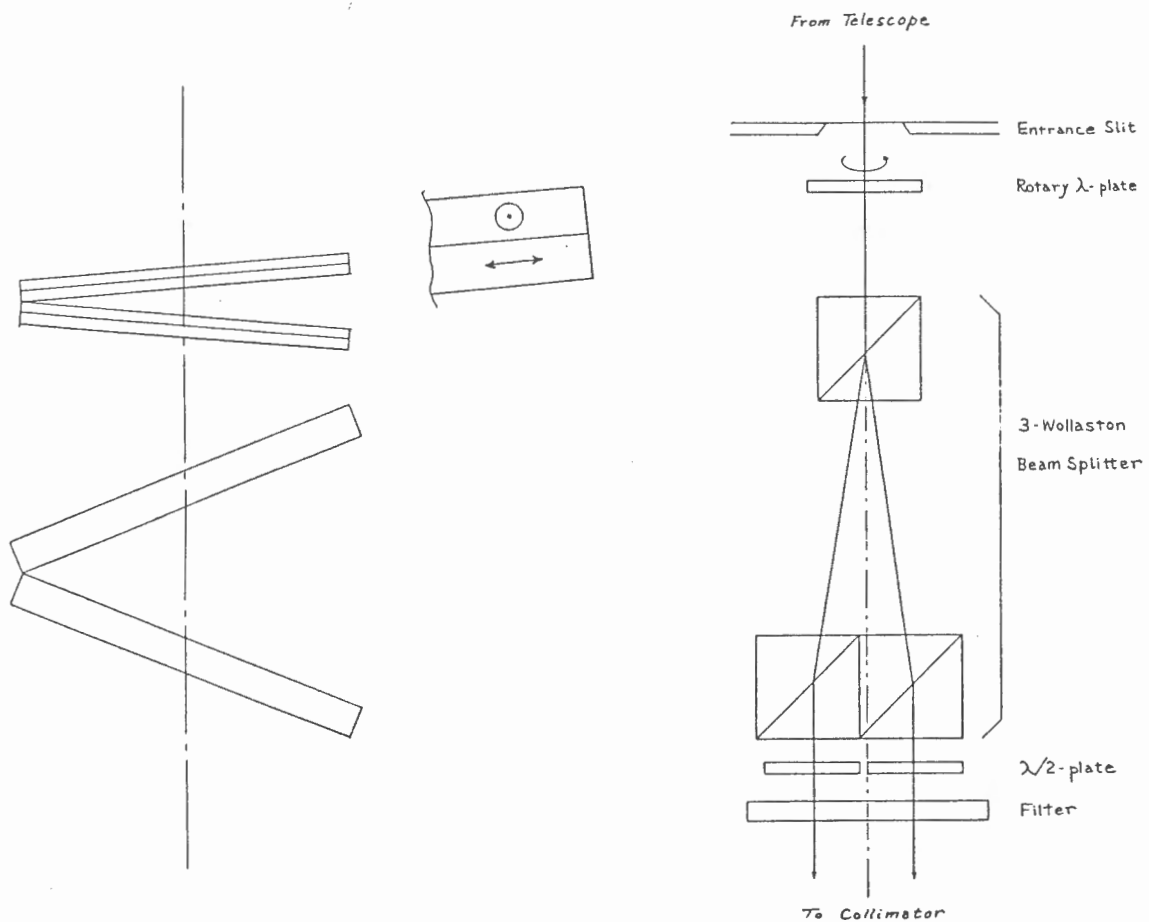
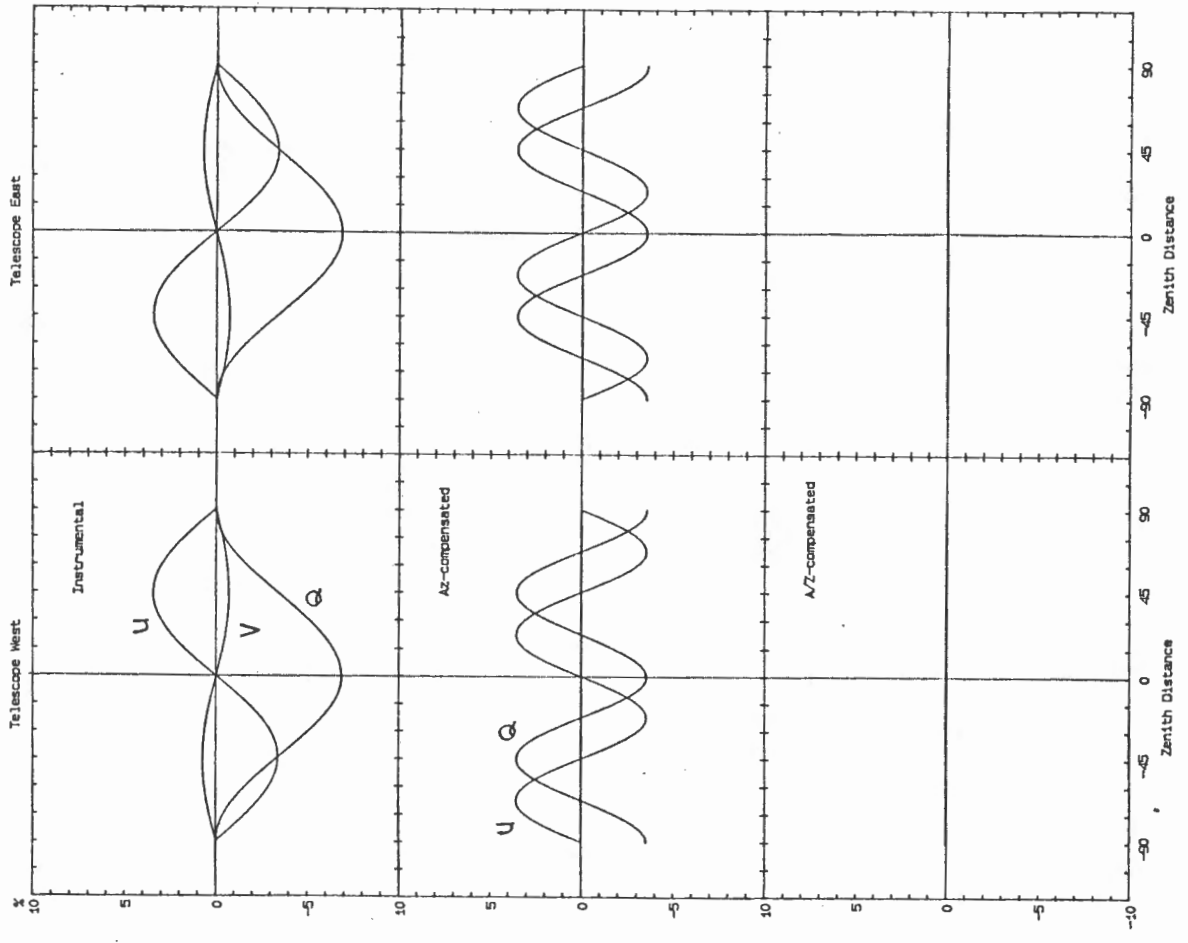


図3 a. 偏光補償光学系

b. 偏光解析部



b. 高度軸回転による器械的偏光

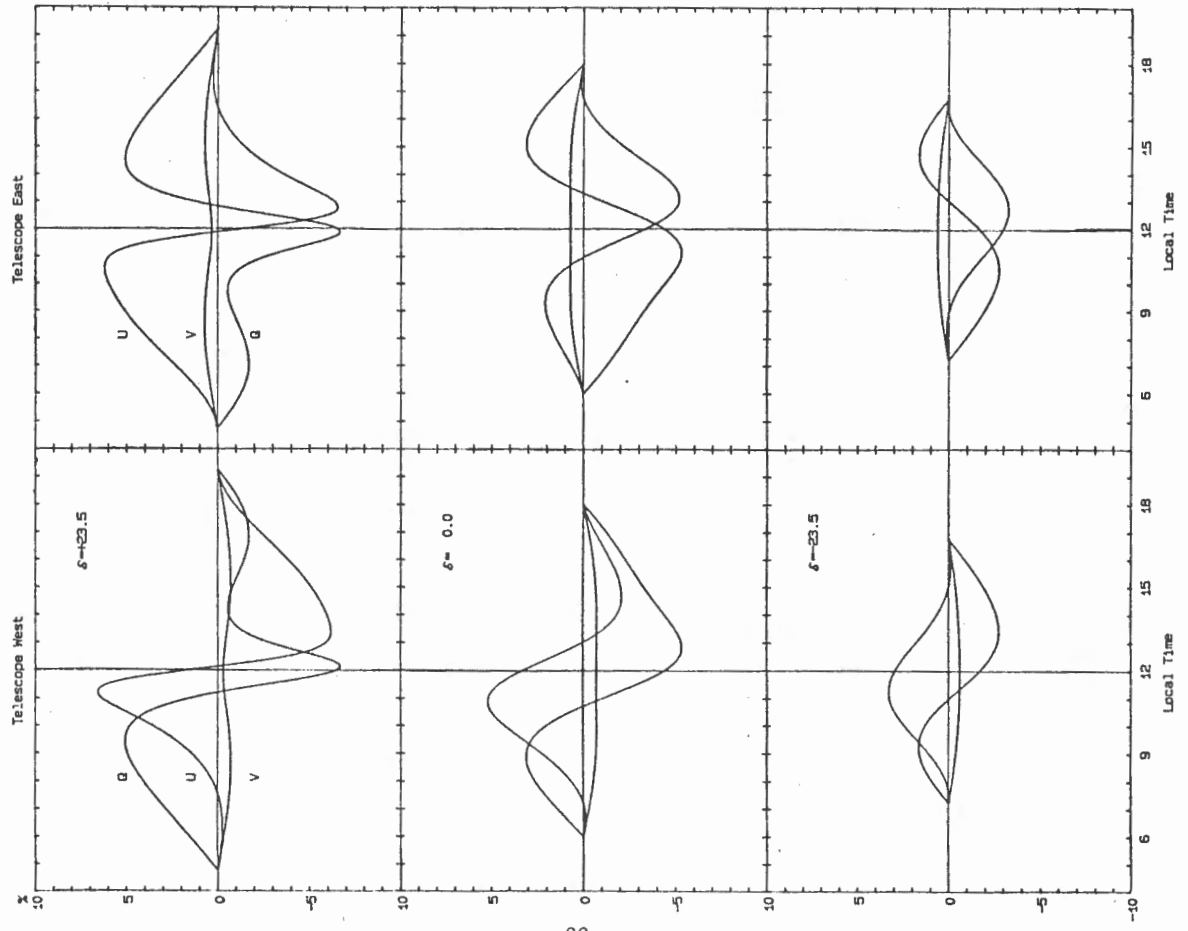


図 2 a. DSTの斜鏡による器械的偏光 (日周変化)

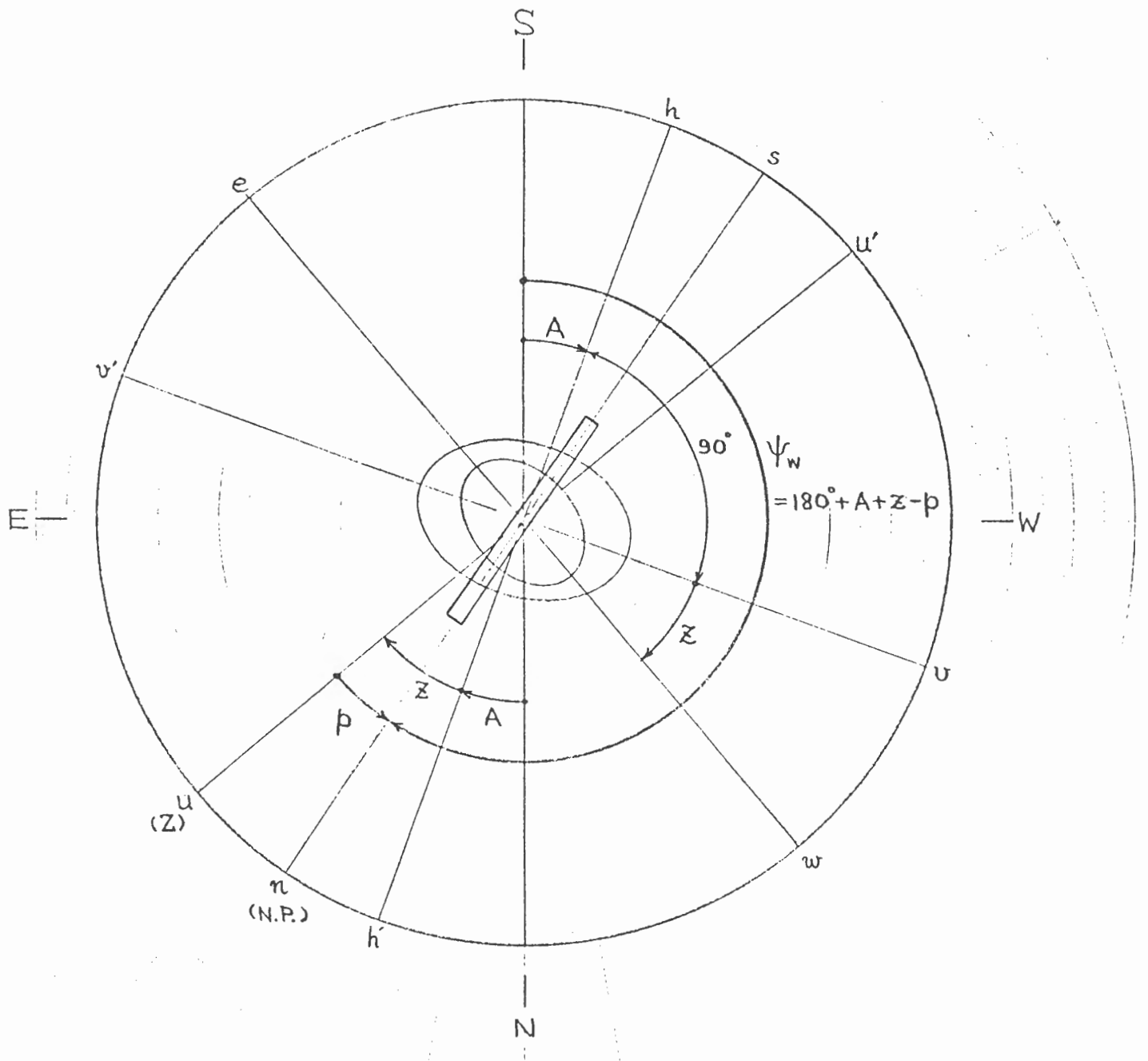


図4 垂直分光器観測台俯瞰図（望遠鏡西位）

S-W-N-E: 観測室方位 Z: 天頂方向 N.P.: 天の北極方向
 A: 方位角（南点基準） z: 天頂距離 p: 極頂挟角
 n-s: 入射スリット基準方位（スリット方位（='Inclination'）原点）
 v-v': クーデ鏡長軸方向（の射影） e-w: ニュートン鏡長軸方向（の射影）

分光器本体は像野旋回補償の為、 $d\psi_w/dt$ にて回転するが、偏光補償子は望遠鏡高度・方位軸と共回転するので、観測台上では、 dp/dt , $d(z-p)/dt$ で回転する。

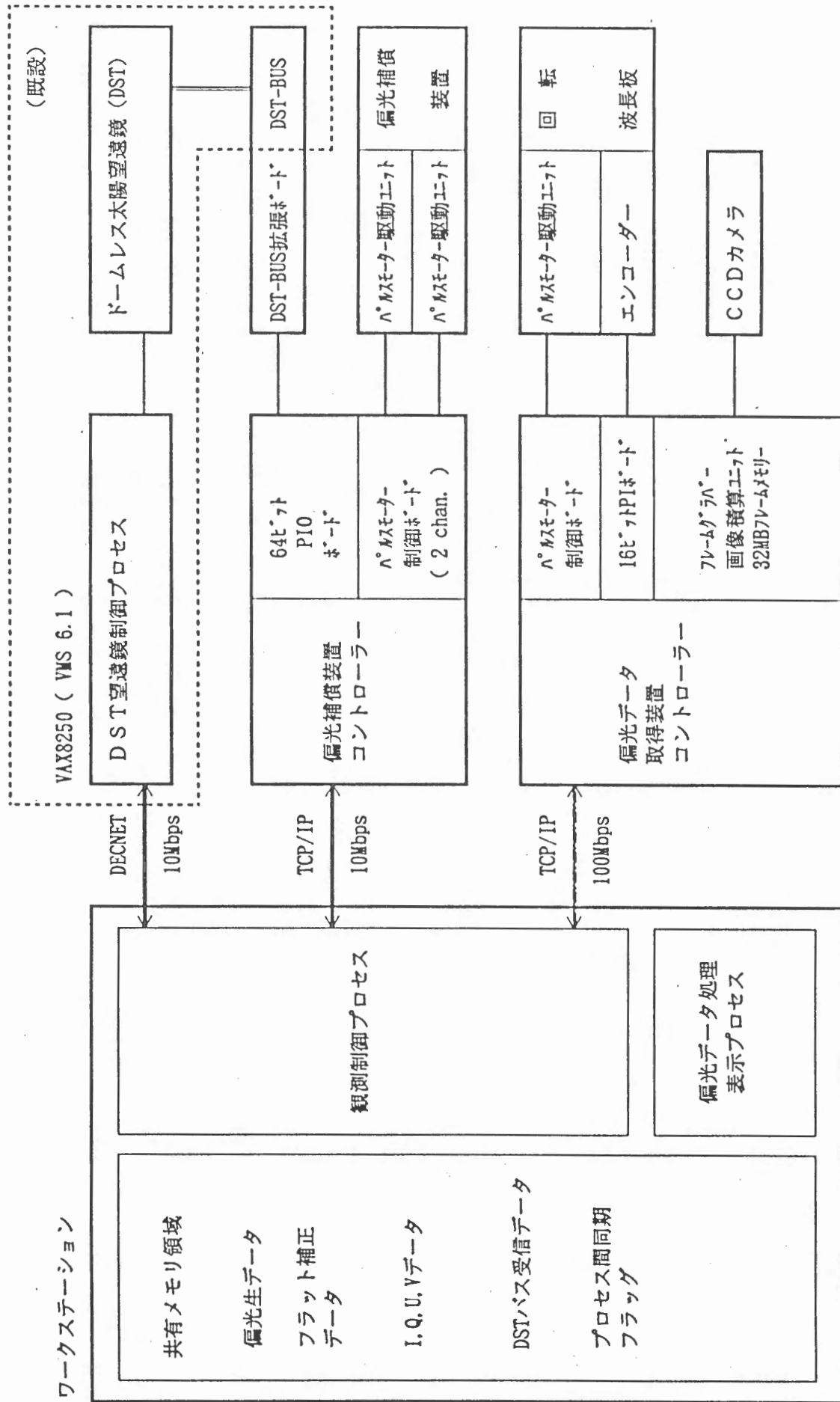


図5 システム構成図

おわりに

本研究会では、コロナの偏光観測の可能性と難しさが議論されました。コロナ輝線のゼーマン効果からコロナ磁場を直接知る試みは、まだだれも成功していません。長年コロナの磁場のモデル計算をしてきた私にとっては、まずは一例・一点でいいから検出に成功し、観測と理論とを比べてみたいと願っています。コロナは輝度も暗く磁場強度も弱いので、どのくらいの検出例が稼げるかはまだ未知数ですが、ループ構造に沿った磁場の分布までわかるようになれば、コロナ加熱やフレアのエネルギー蓄積・解放の問題に新しい手がかりを与えることとなります。衆知を集めて是非とも世界初検出を達成したいものです。

1993年9月27日に乗鞍でスペクトロヘリオグラムが得られた領域（Ichimoto et al., ApJ 445, 978, 1995）について、三日後の三鷹・太陽フレア望遠鏡の磁場観測データを元に計算した磁力線を、観測時に回転して戻したものを図に示します。3万キロメートルの高さでも局所的には磁場強度が数十ガウスあるところもありますが、視線方向の見通しにわたって平均した磁場がある程度の強度を持つのは、磁場が都合のよい向きにそろっているところに限られます。しかし西の縁にある領域ならば磁場構造は予測がつくので、このような情報も組み合わせて観測を試みてゆきたいと思います。

国立天文台 桜井隆

