

京都大学大学院理学研究科附属天文台技報
Technical Reports from Kwasan and Hida Observatories
Graduate School of Science, Kyoto University
Vol.1-1

飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡における
広帯域偏光ポラリメーターの開発
Developments of the wideband spectropolarimeter of
the Domeless Solar Telescope at Hida Observatory

阿南 徹*¹、一本 潔*¹、大井 瑛仁*¹、木村 剛一*¹、仲谷 善一*¹、上野 悟*¹

2013年4月13日

*¹ 京都大学理学研究科附属天文台

概要

これまでゼーマン効果を用いた詳細な太陽光球の磁場測定によって太陽現象には磁場が密接に関わっていることが明らかにされてきた。しかし偏光度の小さい彩層の磁場やゼーマン効果以外の偏光メカニズムについてはまだほとんど研究されていない。彩層の磁場観測（偏光度 0.1%）やシュタルク効果を用いた電場測定、衝突偏光を用いた速度場の非等方性の測定など新しいプラズマ診断手法の開拓を行うため、私たちは高い波長分解能を持つ分光器が設置された飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡を用いて、広帯域（400~1100 nm）における任意のスペクトル線で高精度な偏光観測ができる偏光分光観測システムの開発を行った。本システムは口径 60 cm のドームレス太陽望遠鏡、連続回転できる超広帯域波長板、Wallaston prism、真空垂直分光器、大容量で高速に画像を取得できる CCD カメラ、赤外カメラで構成され、可視では約 30 秒、近赤外では約 60 秒で 0.1% の偏光測定精度を達成できる。また、天体からの偏光を正しく測定するためには望遠鏡が生成する機器偏光を除去しなければならない。私たちは偏光板を用いて望遠鏡入射窓に既知の偏光を入射させ、様々な波長で焦点面における偏光状態を測定することで広帯域での機器偏光の特性を明らかにし、ミュラー行列を用いて望遠鏡の機器偏光モデルを構築した。

We developed a new universal spectropolarimeter on the Domeless Solar Telescope at Hida Observatory to realize precise spectropolarimetric observations in a wide range of wavelength in visible and near infrared. The system aims to open a new window of plasma diagnostics by using Zeeman effect, Hanle effect, Stark effect, and impact polarization to measure the external magnetic field, electric field, and anisotropies in atomic excitation in solar atmosphere. The polarimeter consists of a 60 cm aperture vacuum telescope, a high dispersion vacuum spectrograph, polarization modulator and analyser composed of a continuously rotating waveplate whose retardation is constant in 400 - 1100 nm and Wallaston prisms located closely behind the focus of the telescope, and a fast and high sensitive CCD camera or a infrared camera. The duration for this polarimeter's achieving photometric accuracy of 10^{-3} is 30 - 60 s. Instrumental polarization of the telescope is calibrated by using a remotely controllable turret accommodating linear polarizer attached at the entrance window of the telescope to induce well known polarized light into the telescope. Thus a Mueller matrix model of the telescope is established to compensate the instrumental polarization included in observed data within the required accuracy.

1 序論

Hale (1908) がゼーマン効果を用いて黒点に強い磁場があることを発見して以来、太陽光球での現象と磁場との関係について偏光観測を用いた多くの研究が詳細に行われてきた。一方で、彩層プラズマのダイナミクスに大きな影響を与える彩層の磁場はこれまでほとんど測定されていない。なぜならば、彩層スペクトル線は線幅が広く彩層の磁場強度も小さいためゼーマン効果による偏光が小さいからである。またゼーマン効果の他にも輻射場の非等方性による散乱偏光や磁場の存在により散乱偏光を変調させるハンレ効果などが現れ、偏光の解釈も難しかった。しかし、ハンレ効果の理論的解釈の進展と装置の偏光測定精度の向上により、ハンレ効果とゼーマン効果を用いた彩層磁場の診断が近年行われ始め、彩層磁場診断手法の発展と確立、それを用いた彩層プラズマ現象の理解が太陽観測において重要な研究の1つとなっている。

偏光メカニズムにはゼーマン効果、散乱偏光、ハンレ効果の他にも電場によるシュタルク効果や速度場の非等方性による衝突偏光がある。シュタルク効果を用いた電場診断 (Foukal & Hinata 1991) によって測定が期待される電場は、中性粒子が磁場を横切の際に中性粒子が感じるモーショナル電場である。電場を測定することで磁場の影響を直接受けない中性粒子と磁場の関係を直接測定することができ、部分電離プラズマと磁場の関係に定量的にせまることができる。また電場と磁場、速度場の同時測定によって荷電粒子を加速する静電場の量に迫れる可能性がある。一方衝突偏光を用いた速度場の非等方性の測定によって爆発現象などにより加速された高エネルギー粒子が彩層に衝突する際の速度場の非等方性を測定でき (e.g. Henoux et al. 1990)、粒子加速メカニズムに迫る上で重要な被加速粒子の情報を得ることができる。さらに量子力学的に解釈することができない散乱偏光が太陽スペクトルで発見されている (Stenflo 1997)。

観測される太陽大気や偏光メカニズムの効果の大きさはスペクトル線によって異なる。広い波長域における任意のスペクトル線で、高精度な偏光観測が可能な装置は彩層磁場、中性粒子の運動、粒子加速、量子力学などの研究において重要である。私たちは京都大学理学研究科付属飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡 (DST) に既設の光球スペクトル線で偏光分光観測が可能なシステム (Kiyohara et al. 2004) を改良し、広帯域 (400~1100nm) の任意のスペクトル線で偏光度の測定精度 0.01%、スケール誤差 5% という高精度な偏光観測ができる偏光分光観測システムを開発した。ハンレ効果による磁場測定に必要な偏光測定精度は 0.01% なので、装置の要求偏光測定精度を 0.01% とした。

本稿では開発した偏光分光観測システムについて述べる。第2章では偏光状態や偏光分光観測システムで使われる光学素子の偏光特性の表記方法について紹介する。第3章では望遠鏡焦点面での偏光解析装置と検出器、第4章では望遠鏡の機器偏光特性について述べ、第5章でまとめる。

2 ストークスペクトルとミュラー行列

偏光は電場 (又は磁場) の振動方向が偏った光であり、偏光状態を光の強度を用いてストークスペクトルで表すことができる。ストークスペクトルは4つのパラメータ $IQUV$ から成り、 I は光の強度、 Q は直交した直線偏光の強度の差、 U は Q の軸から 45 度傾いた軸における直交した直線偏光の強度の差、 V は右回り円偏光強度と左回り円偏光強度の差である (図1)。

偏光状態が光学系や媒質によって線形的に $\mathbf{S} = (I, Q, U, V)^T$ から $\mathbf{S}' = (I', Q', U', V')^T$ に変化するとき (上付き添字 T は転置行列)、光学系や媒質の偏光特性を 4×4 の行列で表すことができる。この行列がミュラー行列である。そして光学系のミュラー行列は光学系を構成する素子のミュラー行列の積で表される。

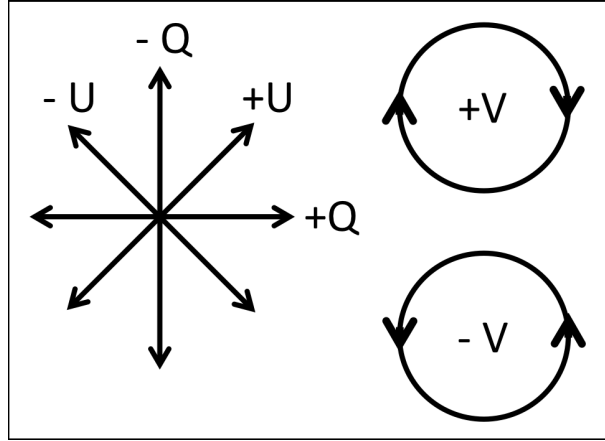


図1 ストークスペクトルの定義。矢印の方向は光の向かってくる方向を見たときの方向。

無偏光が透過（または反射）したときの偏光率が p の直線偏光子のミュラー行列は、

$$\mathbf{M}(p) = \frac{1}{1+p} \begin{pmatrix} 1 & p & 0 & 0 \\ p & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{1-p^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{1-p^2} \end{pmatrix} \quad (1)$$

である。ただし入射面に平行な方向を $+Q$ 軸とした。

遅延量 δ をもつ直線偏光遅延素子のミュラー行列は、

$$\mathbf{D}(\delta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta & \sin \delta \\ 0 & 0 & -\sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \quad (2)$$

である。ただし位相速度の速い軸（速軸）を $+Q$ 軸とした。

ミュラー行列の積を行うとき $+Q$ 軸を揃える必要がある。光が来る方向を向いたとき反時計周りに角度 θ 、 $+Q$ 軸を回転させる行列は、

$$\mathbf{R}(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

である。

3 偏光解析装置と検出器

私たちは既設の偏光分光観測システム (Kiyohara et al. 2004) を、超広帯域波長板、大容量で高速な撮像ができる CCD カメラおよび赤外カメラを導入することで、広帯域で高精度な偏光観測を短時間に行える装置に改良した。偏光解析装置は DST の焦点面下に設置された回転波長板式の偏光解析装置である。回転波長板式偏光解析装置は回転する波長板と直線偏光子によって構成され、偏光情報を I の変調に変換し I の変調を観測することで偏光を測定する。私たちの装置は直線偏光子に偏光ビームスプリッター (Wollaston プリズム) を用い検出器の視野内にスプリットされた2つのスペクトルを写し同時撮像する。

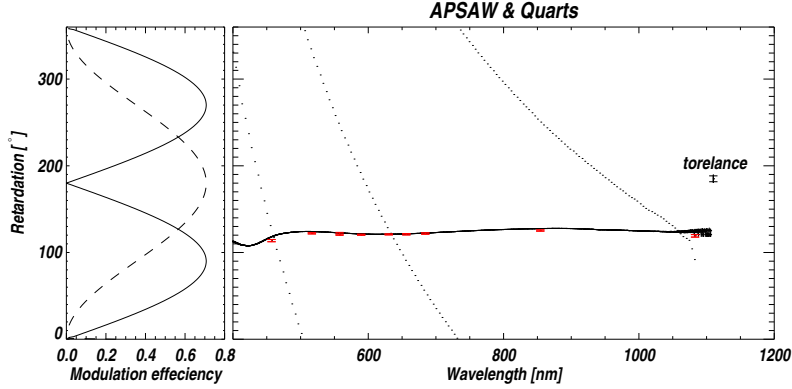


図2 左図は変調効率の遅延量依存性 (del Toro Iniesta & Collados 2000)。実線は円偏光、破線は直線偏光の変調効率。右図は偏光解析装置に用いた波長板の遅延量の波長依存性。黒い実線と破線はミュラー行列測定装置 (Ichimoto et al. 2006) で測定した APSAW と水晶の遅延量。赤は偏光解析装置に完全に直線偏光した偏光を入射して測定した測定値。

回転波長板式偏光解析装置から出力されるストークスペクトル $\mathbf{S}^{out} = (I^{out}, Q^{out}, U^{out}, V^{out})^T$ は、入力されるストークスペクトル $\mathbf{S}^{in} = (I^{in}, Q^{in}, U^{in}, V^{in})^T$ 、式 (1) (2) (3) を用いて、

$$\mathbf{S}_{\pm}^{out} = \mathbf{M}(\pm 1)\mathbf{R}(-\theta)\mathbf{D}(\delta)\mathbf{R}(\theta)\mathbf{S}^{in}$$

である。 δ は波長板の遅延量、 θ は波長板の回転角、 \pm は Wollaston プリズムによって分かれた直交する 2 偏光に対応する。このとき I^{out} の変調は、

$$I_{\pm}^{out}(\theta) = \frac{1}{2} \left[I^{in} \pm \left(\frac{1 + \cos \delta}{2} + \frac{1 - \cos \delta}{2} \cos 4\theta \right) Q^{in} \pm \frac{1 - \cos \delta}{2} \sin 4\theta U^{in} \mp \sin \delta \sin 2\theta V^{in} \right]$$

となる。Kiyohara et al. (2004) では波長板を 22.5° ずつ回転させ、各回転角 22.5° 毎のスペクトルを撮像し I の変調からストークスペクトルを測定した。

本偏光観測システムではスペクトルを効率よく撮像するため波長板を周期 1 秒で連続的に回転させ、波長板回転角の原点センサーをカメラの連続撮像の開始トリガーにし、最大 30 Hz で連続撮像する。露出中に波長板が等速回転する効果、垂直分光器の直交 2 偏光に対する透過率 R_{\pm} 、さらに波長板の内面反射による干渉 (付録 1) を考慮すると、観測する偏光度が数 % 程度 (太陽からの偏光) で露出開始時の回転角度が θ_i のとき検出器で観測される光の強度 $I_{\pm}^{obs}(\theta_i)$ は、

$$I_{\pm}^{obs}(\theta_i) = \frac{1}{2}(1 - r^2) \epsilon R_{\pm} \left[\left\{ 1 \pm C_1 \cos \{2(\theta_i + \beta)\} \right\} I^{in} \pm \left\{ C_2 \cos \{4(\theta_i + \beta)\} + C_3 \right\} Q^{in} \right. \\ \left. \pm C_2 \sin \{4(\theta_i + \beta)\} U^{in} \mp C_4 \sin \{2(\theta_i + \beta)\} V^{in} \right]$$

$$C_1 = -2r^2 \frac{T}{2\pi\epsilon} \sin\left(\frac{2\pi\epsilon}{T}\right) \sin\left(\frac{4\pi dn}{\lambda}\right) \sin \delta$$

$$C_2 = \frac{T}{4\pi\epsilon} \sin\left(\frac{4\pi\epsilon}{T}\right) \frac{1 - \cos \delta}{2}$$

$$C_3 = \frac{1 + \cos \delta}{2}$$

$$C_4 = \frac{T}{2\pi\epsilon} \sin\left(\frac{2\pi\epsilon}{T}\right) \sin\delta$$

$$\beta = \pi\frac{\epsilon}{T} + \alpha$$

である。但し、 λ は波長 (cm)、 ϵ は露出時間 (秒)、 α は撮像トリガーが働いたときの波長板の速軸と Wollaston プリズムの片方の軸との角度 (rad)、 T 、 r 、 d 、 n はそれぞれ回転波長板の回転周期 (秒)、内面反射率、厚さ (cm)、屈折率である。連続的に撮像する枚数が N のとき、 \mathbf{I}^{obs} と \mathbf{X} を、

$$\mathbf{I}^{\text{obs}} \equiv \begin{pmatrix} \frac{I_+^{\text{obs}}(\theta_1) - \frac{R_+}{R_-} I_-^{\text{obs}}(\theta_1)}{2} \\ \frac{I_+^{\text{obs}}(\theta_2) - \frac{R_+}{R_-} I_-^{\text{obs}}(\theta_2)}{2} \\ \vdots \\ \frac{I_+^{\text{obs}}(\theta_N) - \frac{R_+}{R_-} I_-^{\text{obs}}(\theta_N)}{2} \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$\mathbf{X} \equiv \begin{pmatrix} C_1 \cos 2\theta'_1 & C_2 \cos 4\theta'_1 + C_3 & C_2 \sin 4\theta'_1 & C_4 \sin 2\theta'_1 \\ C_1 \cos 2\theta'_2 & C_2 \cos 4\theta'_2 + C_3 & C_2 \sin 4\theta'_2 & C_4 \sin 2\theta'_2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ C_1 \cos 2\theta'_N & C_2 \cos 4\theta'_N + C_3 & C_2 \sin 4\theta'_N & C_4 \sin 2\theta'_N \end{pmatrix}$$

と定義すると、

$$\mathbf{I}^{\text{obs}} = \frac{1}{2}(1-r^2)\epsilon R_+ \mathbf{X} \mathbf{S}^{\text{in}}$$

となり、

$$\mathbf{S}^{\text{in}} = 2(1-r^2)^{-1} \epsilon^{-1} R_+^{-1} (\mathbf{X}^T \mathbf{X})^{-1} \mathbf{X}^T \mathbf{I}^{\text{obs}}$$

として入射ストークベクトル \mathbf{S}^{in} を測定した明るさの変調から求めることができる (付録 2)。1600 × 1200 画素をもつ CCD カメラ (Prosilica 社 GE1650) と 630 × 512 画素の赤外カメラ (XenICs 社 XEVA-FPA-1.7-640) を導入し、最大 30 Hz で連続撮像させることにより、これまでフォトンノイズなどによる偏光精度 1% を達成するのに 30 秒以上を要していた偏光解析装置を可視では 30 秒、近赤外では 60 秒でフォトンノイズなどによる偏光精度 0.1% を達成できる装置に改良することができた。

図 2 は遅延量の変調効率とこれまで使用してきた厚さ 163 μm の水晶と今回導入した Astropribor 社製の Astropribor Super-Achromatic True Zero-Order Waveplates (APSAW) の遅延量の波長依存性を示したものである。APSAW は 5 枚の複屈折ポリマー板を特定の角度に速軸をずらしながら重ねることで 400~1100 nm という超広帯域で直線偏光と円偏光ともに変調効率の高い遅延量 (約 127°) をもつ。検出器も可視に感度がある CCD カメラ (Prosilica 社 GE1650) と近赤外に感度がある赤外カメラ (XenICs 社 XEVA-FPA-1.7-640) を導入することで広帯域で高い量子効率を有する。

要求する偏光度のスケール誤差を 5%、偏光測定精度を 0.01%、観測される典型的な偏光度を 1% としたときの偏光解析装置の許容誤差は、Ichimoto et al. (2008) の手法を用いて波長板の遅延量が 3.4°、回転角が 0.07° である。回転角の精度は 0.07° であり許容誤差と同程度である。遅延量の測定誤差は図 2 に図示したように遅延量の要求精度よりも十分に小さい。回転波長板式偏光解析装置は波長板の経年変化や環境依存性が少なく波長板遅延量の許容誤差が大きいという利点がある。

明るさの変調からストークスペクトルを導出するので、大気揺らぎ、太陽の変化、望遠鏡のガイドエラー、波長板の回転による像の動きによる明るさの変動は疑似偏光となるが、明るさの変動による I^{obs} の変調は Wollaston プリズムによって分かれた 2 つのスペクトルで同位相に、偏光による I^{obs} の変調は逆位相になる

ため、式 (4) のように直交する 2 偏光の差をとることで明るさの変動によって発生する疑似偏光を抑えることができる。

4 ドームレス太陽望遠鏡の機器偏光キャリブレーション

4.1 ドームレス太陽望遠鏡の機器偏光モデル

飛騨天文台にあるドームレス太陽望遠鏡は非常に高い波長分解能を持つ真空垂直分光器と全波長域同時高分解分光観測が可能な水平分光器を持つ太陽望遠鏡であり、太陽表面で発生する様々な活動現象の分光観測に適している (Nakai & Hattori 1985)。本偏光観測システムでは偏光解析装置を垂直分光器のスリットの下に設置した。

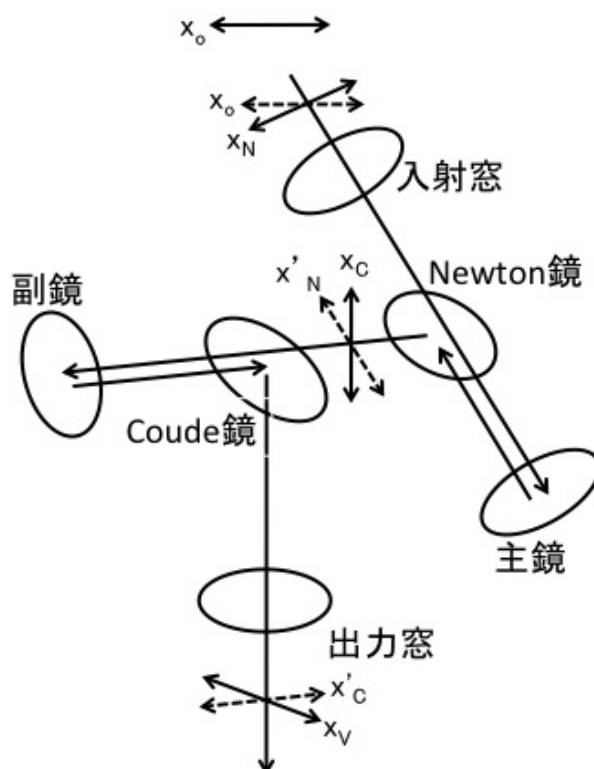


図3 Kiyohara et al. (2004) の図1 とほぼ同じ図。DST の光路図。 x_N と x'_N 、 x_C と x'_C はそれぞれ Newton 鏡、Coude 鏡の入射面上にある。 x_o は DST に入射するストークスペクトルの +Q 軸。地球上の東西方向で定義した。 x_V は偏光解析装置の軸。

DST はグレゴリー式反射望遠鏡で地上 23 m のタワーの上に設置されており、4 枚の鏡と 2 枚の窓から構成される。入射光は直径 605 mm の入射窓から入射して主鏡、Newton 鏡、グレゴリー式副鏡、Coude 鏡で反射し出力窓を透過して分光器スリット上に直径 30 cm の太陽像を結像する (図 3)。望遠鏡は高度方位式で入射窓-主鏡-Newton 鏡を Newton 鏡-副鏡-Coude 鏡の光軸周りに回転させることで鉛直方向 (高度方向)、全体を回転させることで水平方向 (方位角方向) に動き太陽を導入する。主鏡の直径は 633 mm で焦点距離は

3150 mm、副鏡は直径 452 mm、合成焦点距離 32190 mm である。それぞれの鏡はアルミニウムでコーティングされ Newton 鏡、副鏡、Coude 鏡はさらにその上から反射率を上げるために Zeiss-H08 でコーティングされている。入射窓、出力窓の厚さは 40 mm でそれぞれ BK7、UBK7 で製作され UV の透過率を上げるため MgF₂ でコーティングされている。また望遠鏡内外の対流による像の歪みを少なくするために入射窓と出力窓の間の圧力を 2 mmHg に、23 m のタワーの外壁の温度をほぼ外気温に保っている。以上より DST は偏光状態を大きく変える斜鏡を 2 枚持つ。その 2 枚はコーティングされており実験室におけるアルミニウムの吸収係数、屈折率から導かれるミューラー行列では望遠鏡の偏光特性を再現できない (Makita et al. 1991)。コーティングについても詳細は分からないため DST を用いた偏光観測をするためには 2 枚の斜鏡の偏光特性を調べる必要がある。

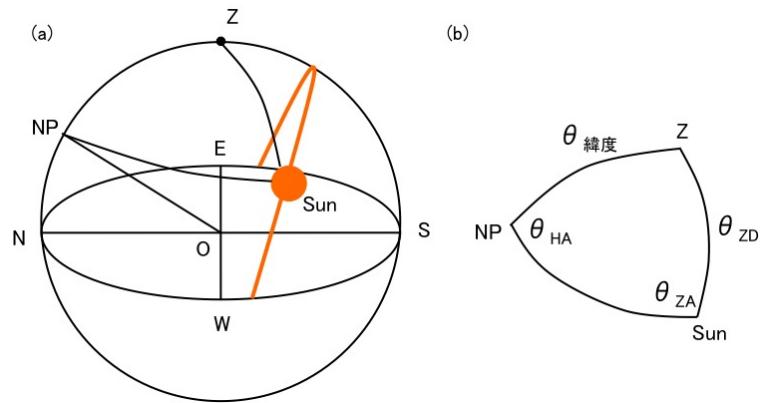


図 4 (a) 天球図。Z は天頂、NP は北極星、E、W、N、S は東西南北、O は観測者 (DST)。 (b) 天球図上の球面三角形 NP-Sun-Z を抜き出したもの。 $\theta_{\text{緯度}}$ は DST の緯度、 θ_{HA} は時角、 θ_{ZA} は Zenith Angle、 θ_{ZD} は Zenith Distance である。時角、Zenith Angle は南中時を原点とし西の向きを正とする。Zenith distance は天頂を原点とする。

天球の東西方向を +Q 方向とし、IQUV の向きは図 1 のように観測者から見たときの向きで定義する。光学素子の偏光特性は空間的、時間的に変化しないと仮定し、窓を弱い直線遅延素子 (Skumanich et al. 1997)、鏡を入射面に平行な方向を軸とした消光比 p 遅延量 δ で反射する光学素子としたとき、DST のミューラー行列 \mathbf{M}_{DST} は、

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{\text{DST}} = & \mathbf{R}(-\theta_{\text{ex}})\mathbf{D}(\delta_{\text{ex}})\mathbf{R}(\theta_{\text{ex}}) \mathbf{M}_{\text{R}}\mathbf{D}(\delta_{\text{C}})\mathbf{M}(p_{\text{C}}) \mathbf{M}_{\text{R}}\mathbf{D}(\delta_{\text{G}})\mathbf{M}(p_{\text{G}}) \mathbf{R}(\phi_{\text{C}}) \\ & \mathbf{M}_{\text{R}}\mathbf{D}(\delta_{\text{N}})\mathbf{M}(p_{\text{N}}) \mathbf{M}_{\text{R}}\mathbf{D}(\delta_{\text{P}})\mathbf{M}(p_{\text{P}}) \mathbf{R}(-\theta_{\text{en}})\mathbf{D}(\delta_{\text{en}})\mathbf{R}(\theta_{\text{en}}) \mathbf{R}(\phi_{\text{N}}) \end{aligned} \quad (5)$$

である。 \mathbf{M}_{R} は反射による U と V の符号の変化、 ϕ_{N} と ϕ_{C} はそれぞれ図 3 に示された x_o と x_{N} 、 x'_{N} と x_{C} の間の角度

$$\mathbf{M}_{\text{R}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \phi_{\text{N}} = \theta_{\text{ZA}}, \quad \phi_{\text{C}} = \mp \theta_{\text{ZD}}$$

である。ここで θ_{ZA} と θ_{ZD} はそれぞれ Zenith angle と Zenith distance (図 4) である。DST では Newton 鏡を Coude 鏡に対して東に置く形態と西に置く形態の 2 つの観測形態がある。 ϕ_{C} の \mp の上符号は西、下符号は東に Newton 鏡を置いた形態を示す。

偏光解析装置で測定するストークスペクトル \mathbf{S}^{in} は太陽光のストークスペクトル \mathbf{S}^{sun} 、 x'_C と x_V との間の角度 ϕ_V を用いて、

$$\mathbf{S}^{\text{in}} = \mathbf{R}(\phi_V)\mathbf{M}_{\text{DST}}\mathbf{S}^{\text{sun}}$$

となる。偏光解析装置は垂直分光器及びスリットに固定される。スリットと太陽像の天球上における南北方向との間の角度を θ_{incli} とすると、

$$\phi_V = \pm\theta_{\text{ZD}} - \theta_{\text{ZA}} + \theta_{\text{incli}}$$

となる。ここで \pm の符号は ϕ_C と同じく上符号は西、下符号は東に Newton 鏡を置いた観測形態を示す。 θ_{ZA} は θ_{ZD} 、時角 (θ_{HA})、観測地の緯度（北緯を正とし飛騨天文台は 36.252° ）から球面三角法を用いて導くことができ、

$$\theta_{\text{ZA}} = \arcsin\left(\frac{\cos\theta_{\text{緯度}}\sin\theta_{\text{HA}}}{\sin\theta_{\text{ZD}}}\right)$$

である。

主鏡と副鏡の反射角は小さく且つ光軸まわりに回転対称なので、主鏡と副鏡の機器偏光は無視できる。よって、 $p_P = p_G = 0$ である。また真空窓はほとんど垂直透過なので主偏光源では無いと考えられ、 $\delta_{en} = \delta_{ex} = 0$ と仮定する。過去に DST の機器偏光キャリブレーションを行った Kiyohara et al. (2004) と Hanaoka (2009) の機器偏光モデルは以上の近似を行った式 (5) である。第 4.2 章における観測で望遠鏡内の無偏光な迷光が確認されたので、本キャリブレーションではさらに迷光を考慮したミューラー行列 \mathbf{M}'_{DST}

$$\mathbf{M}'_{\text{DST}} = \begin{pmatrix} 1+s & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \mathbf{M}_R \mathbf{D}(\delta_C) \mathbf{M}(p_C) \mathbf{M}_R \mathbf{R}(\phi_C) \mathbf{M}_R \mathbf{D}(\delta_N) \mathbf{M}(p_N) \mathbf{M}_R \mathbf{R}(\phi_N)$$

を用いて機器偏光キャリブレーションを行う。ここで s は I に対する迷光成分。以上より、未知のパラメータ s 、 δ_C 、 p_C 、 δ_N 、 p_N 、望遠鏡の姿勢に関するパラメータ θ_{HA} 、 θ_{ZD} をもつ DST の偏光特性モデル \mathbf{M}'_{DST} が構築できた。

4.2 ドームレス太陽望遠鏡の機器偏光キャリブレーション

私たちは入射窓に偏光板自動回転装置（天文台技報、仲谷善一 他）を設置し太陽面中心の静穏領域から放射された連続光を観測することで、DST に無偏光と偏光角を 45° 毎回転させた直線偏光を入射させ、焦点面下に設置した偏光解析装置で測定されるストークスペクトルから DST のミューラー行列の未知パラメータを導出した。太陽面中心の静穏領域から放射された連続光は偏光度 10^{-6} 以下の理想的な無偏光である（Stenflo 2005）。ミューラー行列 $\mathbf{M}'_{\text{DST}}\mathbf{R}(-\phi_N)$ は 4×4 行列であり、各成分の変数は表 1 である。無偏光と直線偏光を DST に入射させることで DST 機器偏光モデルの未知パラメータ s 、 δ_C 、 p_C 、 δ_N 、 p_N を求めることができる。未知パラメータを決定するために円偏光を入射窓から入射させる必要はない。

DST 機器偏光モデルの 5 つの未知パラメータとともに入射窓に設置した偏光板自動回転装置の原点角度をフィッティング変数に加えて Levenberg-Marquardt 最小自乗法を用いてフィッティングを行った。図 5 は焦点面で観測された 1083 nm におけるストークスペクトルを DST 機器偏光モデルでフィッティングした結果である。表 2 は観測内容とフィッティングから導出した未知パラメータの値およびフィッティング残差である。波長板は水晶と APSAW を使い、検出器には出力値と光量との線形性が高い CCD カメラ（Prosilica 社 GE1650）を用いた。広い波長域で残差 $\sim 1\%$ でフィッティングすることができた。図 6 は各未知パラ

表1 ミュラー行列 $M'_{DST}R(-\phi_N)$ の変数

	1 列目	2 列目	3 列目	4 列目
1 行目	p_C, p_N, ϕ_C, s	p_C, p_N, ϕ_C, s	$p_C, p_N, \delta_N, \phi_C, s$	$p_C, p_N, \delta_N, \phi_C, s$
2 行目	p_C, p_N, ϕ_C	p_C, p_N, ϕ_C	$p_C, p_N, \delta_N, \phi_C$	$p_C, p_N, \delta_N, \phi_C$
3 行目	$p_C, \delta_C, p_N, \phi_C$	$p_C, \delta_C, p_N, \phi_C$	$p_C, \delta_C, p_N, \delta_N, \phi_C$	$p_C, \delta_C, p_N, \delta_N, \phi_C$
4 行目	$p_C, \delta_C, p_N, \phi_C$	$p_C, \delta_C, p_N, \phi_C$	$p_C, \delta_C, p_N, \delta_N, \phi_C$	$p_C, \delta_C, p_N, \delta_N, \phi_C$

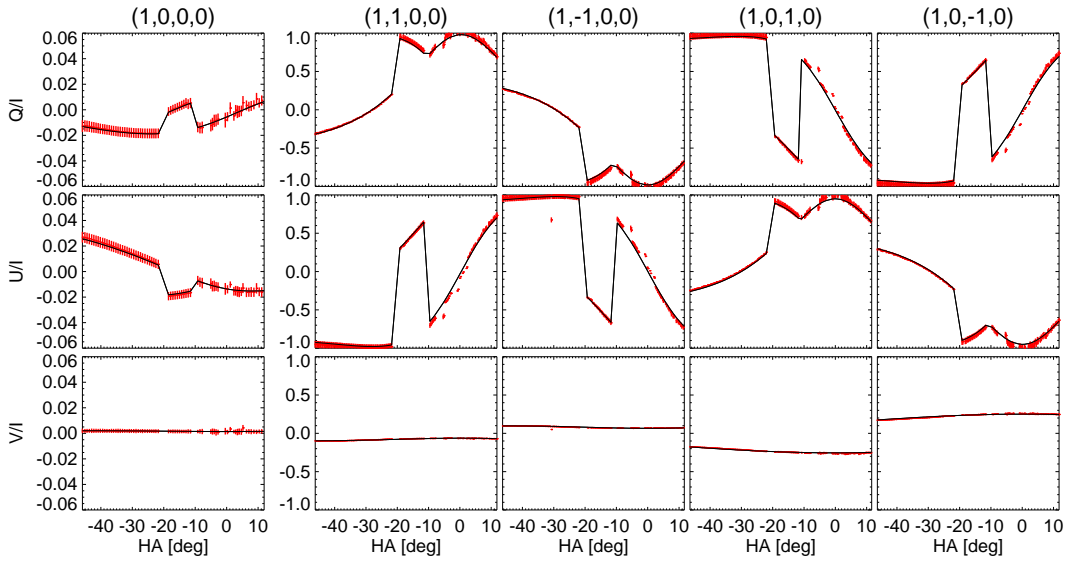


図5 DST に無偏光または直線偏光を入射した時に焦点面偏光解析装置で測定される Q/I 、 U/I 、 V/I 。2012 年 4 月 29 日に 1083 nm で観測した。赤が観測値で誤差は検出器の視野内における分散、黒実線が DST 機器偏光モデルを用いたフィッティング結果。横軸は望遠鏡の時角。列の違いは入射させた偏光状態の違い。左から無偏光、 $I = Q$ 、 $I = -Q$ 、 $I = U$ 、 $I = -U$ である。時角が -20° から -12° の間、分光器スリットの傾き角 θ_i を異なる角度にした。

メータの波長依存性を示したものである。DST の機器偏光キャリブレーションを過去に行った Kiyohara et al. (2004) と Hanaoka (2009) の結果とも整合した結果が得られた。

5 まとめと考察

高い波長分解能を持つ分光器が設置された飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡を用いて、広帯域 (400~1100nm) における任意のスペクトル線で偏光度の測定精度 0.01%、スケール誤差 5% という高精度な偏光観測ができる偏光分光観測システムの開発を行った。本システムは DST、回転波長板式偏光解析装置、真空垂直分光器、CCD カメラまたは赤外カメラで構成される。

垂直分光器の DST 焦点面下に設置した周期 1 秒で連続回転する波長板を偏光変調器とし、偏光ビームスプリッターによって分けた 2 つのスペクトルを同時に CCD カメラまたは赤外カメラを用いて最大 30 Hz で連続撮像することで従来のシステムよりも格段に効率よく偏光測定できるシステムを構築した。波長板の遅延量

表2 観測と結果

Date	波長 (nm)	Waveplate	position	p_N	τ_N [°]	p_C	τ_C [°]	s	残差
2011. 4.17	630	quartz	East	-0.0406	-18.696	-0.0407	28.484	0.0269	0.007
2011. 4.17	656	quartz	East	-0.0406	-18.010	-0.0377	31.010	0.0609	0.013
2011. 4.17	854	quartz	East	-0.0525	-13.965	0.00368	27.435	0.0475	0.014
2011. 4.17	630	quartz	West	-0.0409	-18.696	-0.0421	28.484	0.0423	0.011
2011. 4.17	656	quartz	West	-0.0436	-18.010	-0.0392	31.010	0.0523	0.009
2011. 4.17	854	quartz	West	-0.0505	-13.965	0.0037	27.435	0.0323	0.007
2011. 9. 6	589	APSAW	East	-0.0387	-16.497	-0.0325	28.494	0.0178	0.040
2011. 9. 6	630	APSAW	East	-0.0410	-16.423	-0.0379	26.862	0.00354	0.013
2011. 9. 6	656	APSAW	East	-0.0437	-15.956	-0.0377	28.771	0.00173	0.016
2011. 9. 6	854	APSAW	East	-0.0498	-13.391	0.00252	28.998	0.0145	0.014
2011. 9. 6	1083	APSAW	East	-0.0204	11.424	0.0196	6.064	0.0260	0.009
2012. 4.29	1083	quartz	West	-0.0236	-9.547	0.0219	-5.561	0.0000	0.020
2012. 6.11&14	1005.0	APSAW	West	-0.0275	-9.713	0.0270	2.268	0.0045	0.014
2012. 6.11&14	901.6	APSAW	West	-0.0417	-8.646	0.0246	16.335	0.0499	0.017
2012. 6.11&14	866.2	APSAW	West	-0.0477	-9.878	0.0153	21.319	0.0035	0.015
2012. 6.11&14	854.2	APSAW	West	-0.0512	-11.038	0.0113	23.180	0.0200	0.019
2012. 6.11&14	849.8	APSAW	West	-0.0505	-10.610	0.0097	23.454	0.0078	0.024
2012. 6.11&14	839.2	APSAW	West	-0.0505	-10.262	0.0062	24.779	0.0005	0.017
2012. 6.25	656.3	APSAW	West	-0.0419	-17.057	-0.0399	29.294	0.0096	0.006
2012. 6.25	656.3	APSAW	East	-0.0417	-15.707	-0.0392	30.443	0.0084	0.009
2012. 6.25	630.3	APSAW	West	-0.0406	-17.693	-0.0385	26.178	0.0146	0.017
2012. 6.25	630.3	APSAW	East	-0.0407	-16.301	-0.0378	27.453	0.0041	0.010
2012. 6.25	589.0	APSAW	West	-0.0371	-19.969	-0.0368	20.876	0.0227	0.028
2012. 6.25	589.0	APSAW	East	-0.0390	-17.711	-0.0340	21.373	0.0000	0.010
2012. 6.25	510.0	APSAW	West	-0.0369	-21.639	-0.0271	7.647	0.0177	0.009
2012. 6.25	510.0	APSAW	East	-0.0374	-20.579	-0.0276	9.103	0.0000	0.017
2012. 6.25	486.1	APSAW	West	-0.0372	-22.886	-0.0252	1.075	0.0405	0.007
2012. 6.25	486.1	APSAW	East	-0.0365	-21.858	-0.0251	2.737	0.0000	0.025
2012. 6.25	434.0	APSAW	West	-0.0394	-24.283	-0.0212	-9.910	0.0548	0.016
2012. 6.25	434.0	APSAW	East	-0.0400	-22.434	-0.0265	-7.665	0.0000	0.027
2012. 6.25	410.1	APSAW	West	-0.0440	-25.292	-0.0211	-14.340	0.1317	0.020

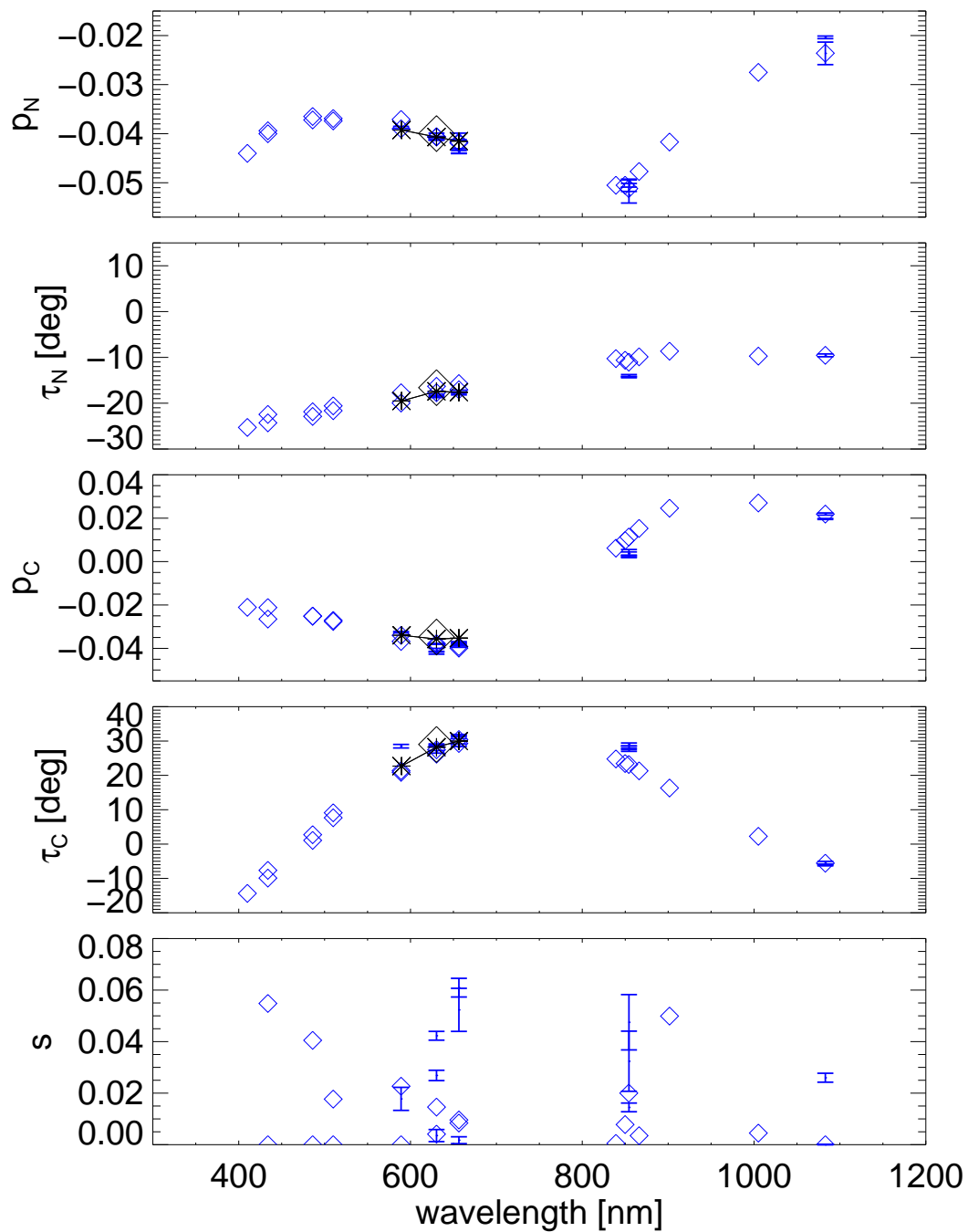


図6 機器偏光モデルの5つの未知パラメータの波長依存性 (青)。黒い実線は Hanaoka (2009)、黒の菱形は Kiyohara et al. (2004) の結果。

と回転角度の誤差は観測される偏光度 2% としたときの装置の許容誤差程度である。フォトンノイズなどのランダム誤差は、可視では 30 秒、近赤外では約 50 秒の積算時間で偏光度 0.1% である。

DST には斜め鏡が 2 枚あることから大きな装置偏光を生成する。よって、天体からの偏光を正しく導くためには望遠鏡の偏光特性を求めなくてはならない。私たちは偏光板自動回転装置を望遠鏡の入射窓に装着し無偏光または直線偏光を望遠鏡に入射させ焦点面下の偏光解析装置で望遠鏡による機器偏光を測定した。そして測定された機器偏光を 5 つの変数と偏光板自動回転装置の原点角度を変数として残差約 1% で再現できるモデルを構築し、広帯域における 5 つの変数の波長依存性を導出した。残差は検出器視野内の測定値の分散より小さく、装置に要求した偏光度のスケール誤差より小さい。太陽観測のように観測する偏光度が小さいとき、残差は主に I からのクロストークである。 I からのクロストークが変化する波長帯はスペクトル線の幅に比べて非常に大きいので、連続光の偏光度を用いて再キャリブレーションすることができる。また検出器視野内の迷光 s のばらつきは要求スケール誤差 5% より小さい。

図 7 は本システムの観測ストークスプロファイルの例である。2011 年 4 月 18 日に CaII 854 nm で空間積算 0.8 秒角、波長分解能 7 pm、積算時間 19 秒でフレアカーネルを観測した。V プロファイルにゼーマン効果を確認できる。

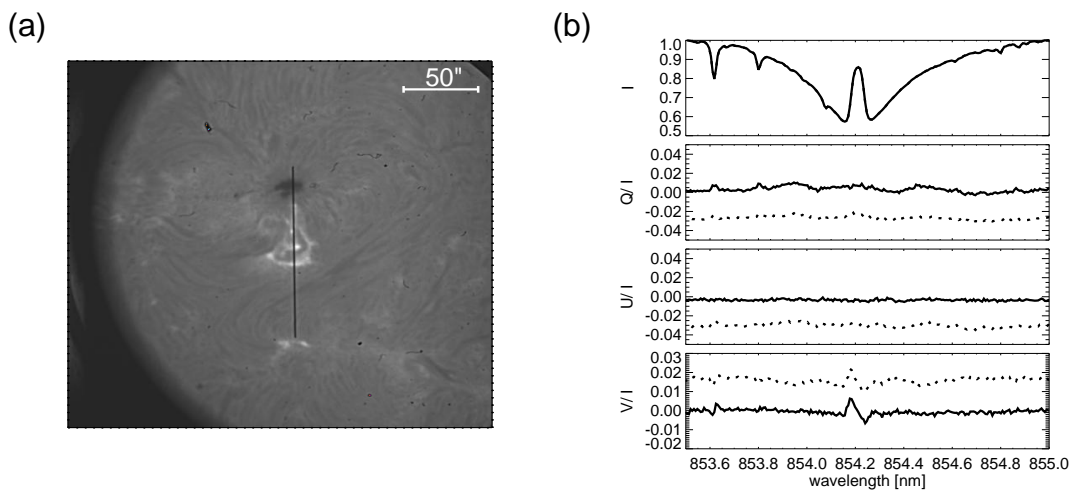


図 7 2011 年 4 月 18 日に CaII 854 nm で観測したフレアカーネルのストークスプロファイル。実線は機器偏光キャリブレーション後。点線はキャリブレーション前。左図は $H\alpha$ 中心で観測したスリットジョー画像。中心にある黒い縦線が分光器のスリットである。スリットの明るい領域がフレアカーネル。

謝辞

本開発は科学研究費補助金基盤研究 A (No. 22244013, 代表：一本)、およびグローバル COE プログラム「普遍性と創発性から紡ぐ次世代物理学」によりおこなわれました。本観測システムの開発において様々なご助言を下された牧田貢さん、清原淳子さん、花岡庸一郎さんありがとうございます。また観測にご助力下さった金田直樹さんありがとうございます。

参考文献

- [1] Anan, T., Ichimoto, K., Oi, A., Kimura, G., Nakatani, Y. & Ueno, S. 2012, *SPIE*, 8446, 1C
- [2] del Toro Iniesta, J. & Collados, M. 2000, *Applied Optics*, 39, 1637
- [3] Foukal, P., & Hinata, S. 1991, *SoPh*, 132, 307
- [4] Hale, G. E. 1908, *ApJ*, 28, 315
- [5] Hanaoka, Y. 2009, *PASJ*, 61, 357
- [6] Hénoux, J., C., Chambe, G., Smith, D., Tamres, D., Feautrier, N., Rovira, M., & Sahal-Bréchet, S. 1990, *ApJS*, 73, 303
- [7] Ichimoto, K., Shinode, K., Yamamoto, T., & Kiyohara, J. 2006, *Publications of the National Astronomical Observatory of Japan*, 9, 11
- [8] Ichimoto, K., et al. 2008, *SoPh*, 249, 233
- [9] Kiyohara, J., Ueno, S., Kitai, R., Kurokawa, H., Makita, M., & Ichimoto, K. 2004, in *Proc. SPIE*, 5492, ed. A. F. M. Moorwood and M. Iye, 1778.
- [10] Makita, M., Funakoshi, Y., & Hanaoka, Y. 1991, in *Solar Polarimetry, L. J. November*, ed. NSO/SP p. 198.
- [11] Nakai, Y. & Hattori, A. 1985, *Memoirs of Faculty of Science, Kyoto University, Series of Physics, Astrophysics, Geophysics and Chemistry*, 36, 385
- [12] Nakatani et al., 天文台技報、第 8 号、発行予定
- [13] Stenflo, J., O., & Keller, C., U. 1997, *A&A*, 321, 927
- [14] Stenflo, J., O. 2005, *A&A*, 429, 713
- [15] Sukmanich, A., Lites, B., W., Pillet, V., M., & Seagraves, P. 1997, *ApJS*, 110, 357

付録

付録 1 干渉縞

今回観測された干渉縞は回転波長板を透過するとき、波長板内で反射した光と干渉することによって引き起こされたものである。波長板は直交した2偏光に対して屈折率が異なる素子であり、回転することによって干渉縞も明るさが変動する。ここでは偏光光の干渉を表現するのに適したジョーンズベクトルを用いて干渉縞も含めた波長板のミューラー行列を導出する。

+Q方向を位相速度が早い軸としx、-Q方向をyと表し、屈折率をそれぞれ n_x 、 n_y とする。このとき厚さ d の波長板を透過した光の位相 l_x 、 l_y はそれぞれ

$$l_x = 2\pi dn_x/\lambda, \quad l_y = 2\pi dn_y/\lambda$$

となる。またこのとき波長板は

$$\mathbf{M}_r = \begin{pmatrix} e^{-il_x} & 0 \\ 0 & e^{-il_y} \end{pmatrix}$$

と表せ遅延量 δ は $l_y - l_x$ となる。波長板内面での電場の反射率 $r_{x,y} = (1 - n_{x,y})/(1 + n_{x,y})$ 、波長板を回転させるための回転行列 $\mathbf{R}(\theta)$ を用いると、入射光 $\mathbf{E}_{in} = (E_x, E_y)^T$ に対して透過光 E_0 は

$$E_0 = \mathbf{R}(-\theta) \begin{pmatrix} 1 - r_x & 0 \\ 0 & 1 - r_y \end{pmatrix} \mathbf{M}_r \begin{pmatrix} 1 + r_x & 0 \\ 0 & 1 + r_y \end{pmatrix} \mathbf{R}(\theta) E_{in}$$

内面反射光 E_1 は

$$E_1 = \mathbf{R}(-\theta) \begin{pmatrix} 1 - r_x & 0 \\ 0 & 1 - r_y \end{pmatrix} \mathbf{M}_r \begin{pmatrix} r_x & 0 \\ 0 & r_y \end{pmatrix} \mathbf{M}_r \begin{pmatrix} r_x & 0 \\ 0 & r_y \end{pmatrix} \mathbf{M}_r \begin{pmatrix} 1 + r_x & 0 \\ 0 & 1 + r_y \end{pmatrix} \mathbf{R}(\theta) E_{in}$$

となる。 E_0 と E_1 が干渉した光 E_{out} は

$$E_{out} = E_0 + E_1$$

$$= \mathbf{R}(-\theta) \begin{pmatrix} 1 - r_x & 0 \\ 0 & 1 - r_y \end{pmatrix} \left\{ \mathbf{M}_r + \mathbf{M}_r \begin{pmatrix} r_x & 0 \\ 0 & r_y \end{pmatrix} \mathbf{M}_r \begin{pmatrix} r_x & 0 \\ 0 & r_y \end{pmatrix} \mathbf{M}_r \right\} \begin{pmatrix} 1 + r_x & 0 \\ 0 & 1 + r_y \end{pmatrix} \mathbf{R}(\theta) E_{in}$$

となる。 \mathbf{M}'_r を

$$\begin{aligned} \mathbf{M}'_r &\equiv \begin{pmatrix} 1 - r_x & 0 \\ 0 & 1 - r_y \end{pmatrix} \left\{ \mathbf{M}_r + \mathbf{M}_r \begin{pmatrix} r_x & 0 \\ 0 & r_y \end{pmatrix} \mathbf{M}_r \begin{pmatrix} r_x & 0 \\ 0 & r_y \end{pmatrix} \mathbf{M}_r \right\} \begin{pmatrix} 1 + r_x & 0 \\ 0 & 1 + r_y \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} e^{-il_x} (r_x^2 e^{-2il_x} + 1)(1 - r_x^2) & 0 \\ 0 & e^{-il_y} (r_y^2 e^{-2il_y} + 1)(1 - r_y^2) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

とするとき、 \mathbf{M}'_r に対応するミューラー行列 \mathbf{F} は

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & -i & i & 0 \end{pmatrix} \mathbf{M}'_r \otimes \mathbf{M}'_r^* \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & i \\ 0 & 0 & 1 & -i \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} = (1 - r^2) \begin{pmatrix} F_{11} & F_{12} & 0 & 0 \\ F_{21} & F_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_{33} & F_{34} \\ 0 & 0 & F_{43} & F_{44} \end{pmatrix}$$

$$F_{11} = F_{22} = 2r^2 \cos(l_x + l_y) \cos \delta + 1$$

$$F_{12} = F_{21} = 2r^2 \sin(l_x + l_y) \sin \delta$$

$$F_{33} = F_{44} = 2r^2 \cos(l_x + l_y) \cos 2\delta + \cos \delta$$

$$F_{43} = -F_{34} = -2r^2 \cos(l_x + l_y) \sin 2\delta - \sin \delta$$

ただし $r_x \simeq r_y \simeq r$ 、 $r^4 \sim 0$ とした。

$$\mathbf{R}(-\theta) \mathbf{F} \mathbf{R}(\theta) = (1 - r^2) \begin{pmatrix} F_{11} & F_{12} \cos 2\theta & F_{12} \sin 2\theta & 0 \\ F_{21} \cos 2\theta & F_- \cos 4\theta + F_+ & F_- \sin 4\theta & -F_{34} \sin 2\theta \\ F_{21} \sin 2\theta & F_- \sin 4\theta & -F_- \cos 4\theta + F_+ & F_{34} \cos 2\theta \\ 0 & -F_{43} \sin 2\theta & F_{43} \cos 2\theta & F_{44} \end{pmatrix}$$

$$F_+ = \frac{F_{22} + F_{33}}{2} = 2r^2 \cos(l_x + l_y) \cos \frac{1}{2}\delta \cos \frac{3}{2}\delta + \frac{1 + \cos \delta}{2}$$

$$F_- = \frac{F_{22} - F_{33}}{2} = 2r^2 \cos(l_x + l_y) \sin \frac{1}{2}\delta \sin \frac{3}{2}\delta + \frac{1 - \cos \delta}{2}$$

$r = 0$ のとき下記のように理想的な波長板となる。

$$\begin{aligned} \mathbf{R}(-\theta) \mathbf{F} \mathbf{R}(\theta) &= \mathbf{R}(-\theta) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta & \sin \delta \\ 0 & 0 & -\sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \mathbf{R}(\theta) \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1+\cos \delta}{2} + \frac{1-\cos \delta}{2} \cos 4\theta & \frac{1-\cos \delta}{2} \sin 4\theta & -\sin \delta \sin 2\theta \\ 0 & \frac{1-\cos \delta}{2} \sin 4\theta & \frac{1+\cos \delta}{2} - \frac{1-\cos \delta}{2} \cos 4\theta & \sin \delta \cos 2\theta \\ 0 & \sin \delta \sin 2\theta & -\sin \delta \cos 2\theta & \cos \delta \end{pmatrix} \end{aligned}$$

付録2 デモデュレーション行列の導出

$N \times 4$ 行列 \mathbf{X} の逆行列を導出する。

$$I_i^{obs} = \sum_{j=1}^4 X_{ij} S_j \quad (i = 1, 2, \dots, N)$$

このとき

$$0 = \frac{\partial}{\partial S_k} \sum_{i=1}^N (I_i^{obs} - I_i^{obs})^2$$

なので

$$0 = -2 \sum_{i=1}^N X_{ki}^T I_i^{obs} + 2 \sum_{i=1}^N \left(\sum_{j=1}^4 X_{ki}^T X_{ij} \right) S_j$$

である。すなわち、

$$(\mathbf{X}^T \mathbf{X}) \mathbf{S}_{in} = \mathbf{X}^T \mathbf{I}^{obs}$$

なので、

$$\mathbf{S}_{in} = (\mathbf{X}^T \mathbf{X})^{-1} \mathbf{X}^T \mathbf{I}^{obs}$$

となる。