

飛驒マグネトグラフ案

牧田貢（花山天文台）
船越康宏（飛驒天文台）
當村一朗（大阪府立高専）
川上新吾（大阪市立科学館）
花岡庸一郎（国立天文台野辺山）
河合吾郎（㈱アステック）

はじめに： 飛驒天文台ドームレス太陽望遠鏡（以下‘DST’と呼ぶ）の高空間分解能と高波長分解能を生かした新たな磁場測定装置を作ろうと7年位前から始めたのであるが、その後、先立つものが工面できない等のこともあって進展していない。このままでは埋もれてしまう可能性も出てきたので、不十分ではあるが現在までのことを纏めてここに報告する次第である。

飛驒マグネトグラフは、偏光補償部、偏光解析部、偏光検出部、制御及びデータ処理部より構成されるが、最後についてはまだ具体化されていない。

磁場測定に予定しているスペクトル線は、磁場に対して高感度な（ $g=2.5$ ）Fe I 6302.5Å である。この線を選ぶもう一つの大きな理由は、その両側に地球大気の酸素吸収線（O₂ 6302.0Å, 6302.8Å）があり、しかも、3本共実験室での波長が $\pm 15\text{m/s}$ の精度で分かっていることにある（Higgs 1960, 1962）。

1. 偏光補償部

1.1 DSTで生ずる Instrumental Polarization

DSTで生ずる Instrumental Polarization については既に1%の精度ではあるが測定がなされており、光路に含まれる2枚の斜鏡—ニュートン鏡とクーデ鏡—による反射が主たる原因で、真空窓の影響はこの精度では認め難いことが確かめられている（Makita et al. 1991）。斜鏡の反射によるストークスパラメータ $I(I, Q, U, V)$ の変化は modulation matrix S を用いて

$$I = SI_0 \quad (1.1.1)$$

と表される。ここに I_0 は入射光のストークスパラメータである。また、

$$S(X, \tau) = (R_{\perp})^2 \begin{pmatrix} (1+X^2)/2 & (1-X^2)/2 & 0 & 0 \\ (1-X^2)/2 & (1+X^2)/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & X \cos \tau & X \sin \tau \\ 0 & 0 & -X \sin \tau & X \cos \tau \end{pmatrix}$$

$$\equiv (R_{\perp})^2 M(X, \tau) \quad (1.1.2)$$

$X = (R_{\parallel}) / (R_{\perp})$ (振幅反射率の比)、 $\tau = (\varepsilon_{\parallel}) - (\varepsilon_{\perp})$ (位相差) である (ref. Makita and Nishi 1970)。 \parallel と \perp は光の電気振動が入射面に対して平行か垂直かを表す。 X 及び τ は入射角 θ の関数であり、次式で与えられる (Schulz 1954)。

$$X^2 = \frac{a^2 + b^2 - 2a \sin \theta \tan \theta + \sin^2 \theta \tan^2 \theta}{a^2 + b^2 + 2a \sin \theta \tan \theta + \sin^2 \theta \tan^2 \theta} \quad (1.1.3)$$

$$\tan \tau = \frac{2b \sin \theta \tan \theta}{\sin^2 \theta \tan^2 \theta - (a^2 + b^2)} \quad (1.1.4)$$

ここで

$$a^2 = [n^2 - k^2 - \sin^2 \theta + ((n^2 - k^2 - \sin^2 \theta)^2 + 4n^2 k^2)^{1/2}] / 2 \quad (1.1.5)$$

$$b^2 = -[n^2 - k^2 - \sin^2 \theta - ((n^2 - k^2 - \sin^2 \theta)^2 + 4n^2 k^2)^{1/2}] / 2 \quad (1.1.6)$$

n 、 k は各々鏡面素材の屈折率と吸収係数である。なお念のためこの報告でのストークスパラメータの定義を与えて置く。

$$\begin{aligned} I &= (E_{\perp})(E_{\perp})^* + (E_{\parallel})(E_{\parallel})^* \\ Q &= (E_{\perp})(E_{\perp})^* - (E_{\parallel})(E_{\parallel})^* \\ U &= (E_{\perp})(E_{\parallel})^* + (E_{\perp})^*(E_{\parallel}) \\ V &= -i [(E_{\perp})(E_{\parallel})^* - (E_{\perp})^*(E_{\parallel})] \end{aligned} \quad (1.1.7)$$

ここで E_{\perp} 、 E_{\parallel} は入射面に対して垂直乃至平行な光の電気振動を表す。

DST内の2枚の斜鏡はいずれも $\theta = 45^\circ$ である。更に、表面はアルミ蒸着であるので、アルミニウムの屈折率 (Schulz 1954) と吸

収係数 (Schulz and Tanghelini 1954) を使えば、 X^2 と τ の波長依存性は第 1 図で与えられる。補償装置の設計に当たっては、この反射率の異方性と位相差を消すことが求められる。但し、D S T の Instrumental Polarization の測定から、 τ については図より 3 倍近く大きい値 (π は反射による座標変換で生ずる) を取らねばならぬことが分かっている (Makita et al. 1991)。

1.2 補償光学ユニット

Instrumental Polarization 補償のためには、各斜鏡に対してそれぞれの補償光学ユニットを当てがうのがよい (Makita 1970)。D S T の場合 θ は等しいので同じユニットを 2 個作れば良い。ユニットの構成は岡山天体物理観測所マグネトグラフの経験から (Makita et al. 1985) 平行平板と波長板の組み合わせとする。

平行平板の modulation matrix P は透過率の比 $Y=(T_{\parallel})/(T_{\perp})$ (>1) を使えば鏡面反射と同じように

$$P(Y) = (T_{\perp})^2 \begin{pmatrix} (1+Y^2)/2 & (1-Y^2)/2 & 0 & 0 \\ (1-Y^2)/2 & (1+Y^2)/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & Y \end{pmatrix} \\ \equiv (T_{\perp})^2 M(Y, 0) \quad (1.2.1)$$

で与えられる。ここで Y はフレネルの式 (e.g., Jenkins and White 1957) を使って

$$Y = (\cos(i-r))^{-2}; \sin i = n \sin r \quad (1.2.2)$$

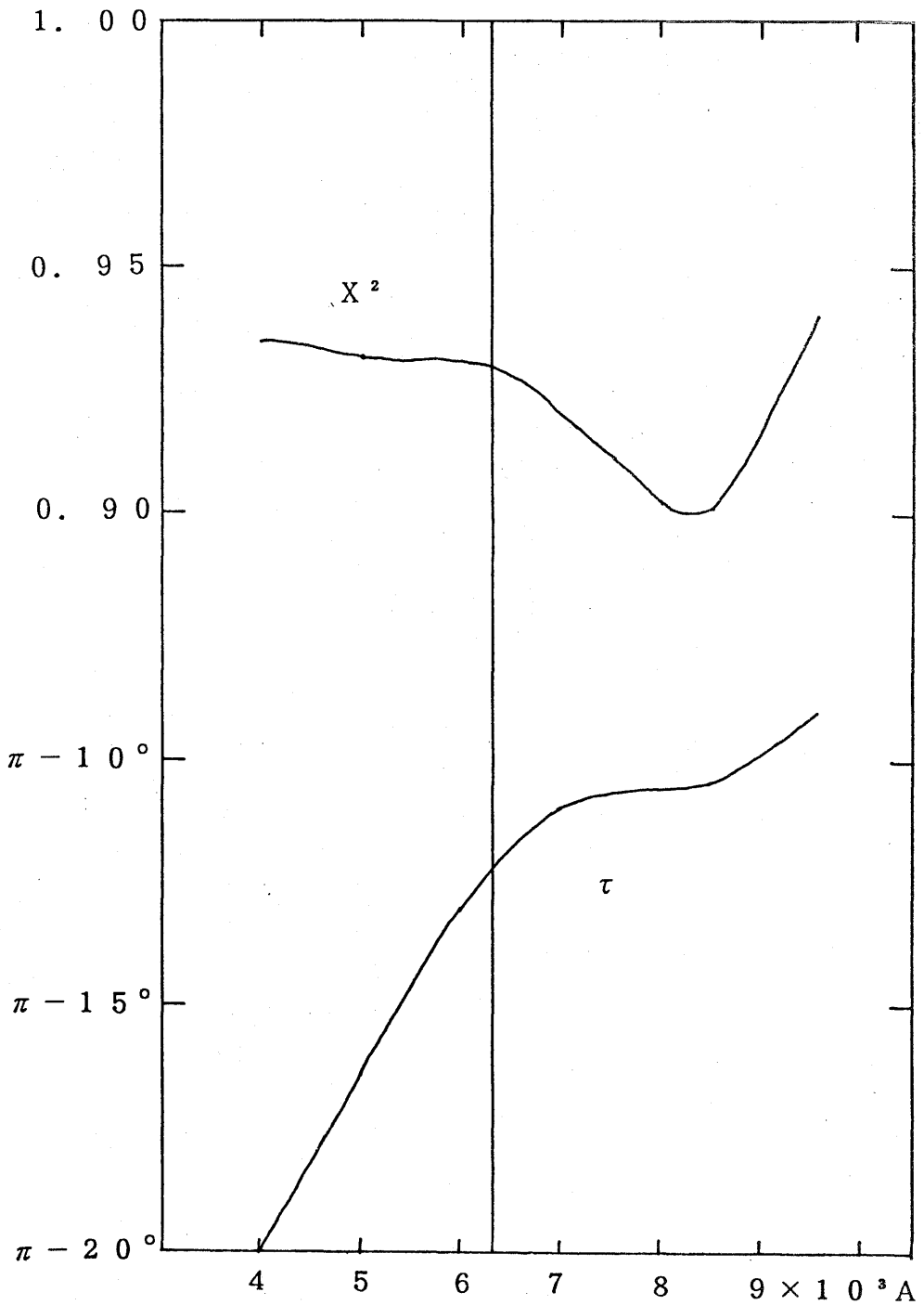
n は平行平板の屈折率、 i は入射角、 r は屈折角である。

一方、 τ' の位相差を生ずる波長板の modulation matrix は

$$W(\tau') = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \tau' & \sin \tau' \\ 0 & 0 & -\sin \tau' & \cos \tau' \end{pmatrix} \equiv M(1, \tau') \quad (1.2.3)$$

で与えられる。 $M(X_1, \tau_1)M(X_2, \tau_2) = M(X_1 X_2, \tau_1 + \tau_2)$ が成立するから平行平板と波長板の組み合わせは

$$W(\tau')P(Y) = (T_{\perp})^2 M(Y, \tau') \quad (1.2.4)$$



第1図 アルミニウム鏡の反射角 45° における反射率の異方性 ($X \equiv R_{\parallel} / R_{\perp}$) と位相差 ($\tau \equiv \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$) の波長依存性。中央タテ線は観測波長位置 (6302.5\AA) を示す。

これを斜鏡の後に置けば

$$W(\tau')P(Y)S(X, \tau) = (T\perp)^2(R\perp)^2 M(XY, \tau + \tau') \quad (1.2.5)$$

となる。従って $XY=1$, $\tau + \tau' = 0$ なるように Y と τ' を取れば右辺は $(T\perp)^2(R\perp)^2 E$ (E は単位行列) となって補償光学ユニットが斜鏡による偏光を打ち消すことになる。第2図は平行平板の素材がBK7である時の平行平板の傾き角 i と $1/Y$ の関係を表したものである。これと第1図を比較すれば $i=30^\circ$ のあたりで補償が行われることが分かる。位相差の消去は $\tau' = -\tau$ の波長板で行えば良い。

さて、 $W(\tau')P(Y) = P(Y)W(\tau')$ なので、平行平板と波長板の並べ順はどちらでも良さそうであるが、両者の軸合わせの問題があってより良い並べ順がある。二つの光学素子の行列 $M(X_1, \tau_1)$, $M(X_2, \tau_2)$ の軸が角度 ϕ だけずれていたとすると、合成行列は

$$M(X_2, \tau_2)R(\phi)M(X_1, \tau_1) \equiv A(X_1, X_2, \tau_1, \tau_2, \phi) \quad (1.2.6)$$

となる。ここで

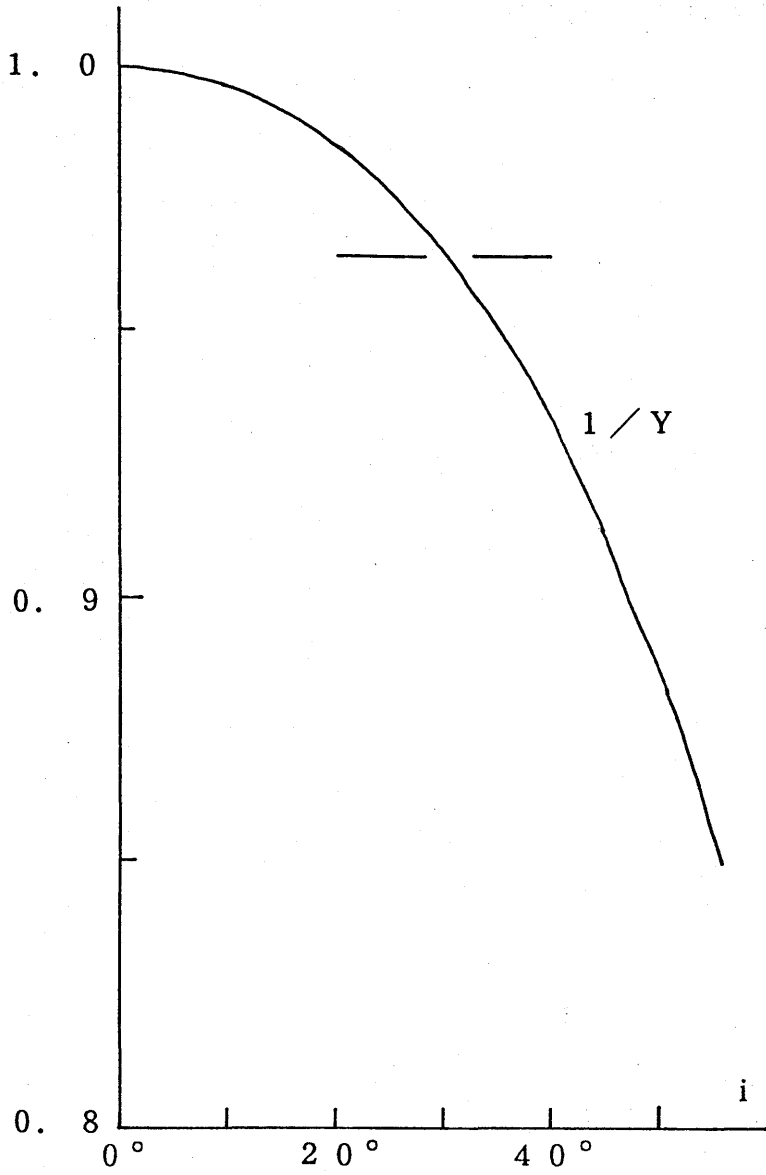
$$R(\phi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\phi & -\sin 2\phi & 0 \\ 0 & \sin 2\phi & \cos 2\phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2.7)$$

なる回転行列である。合成行列 A の第1列は I から偏光を作り出す要素なのでそれらを書き下してみると

$$\begin{aligned} a_{11} &= [(1+X_1^2)(1+X_2^2) + (1-X_1^2)(1-X_2^2)\cos 2\phi] / 4 \\ a_{21} &= [(1+X_1^2)(1-X_2^2) + (1-X_1^2)(1+X_2^2)\cos 2\phi] / 4 \\ a_{31} &= (1-X_1^2)X_2 \cos \tau_2 \sin 2\phi / 2 \\ a_{41} &= (1-X_1^2)X_2 \sin \tau_2 \sin 2\phi / 2 \end{aligned} \quad (1.2.8)$$

となる。ここで $X_1 \sim 1$ であれば ϕ を含む項は全て小さくなる。即ち、波長板を光源側に置けば、軸合わせ誤差による最も大きな Instrumental Polarization を避けることができる。

波長板については Instrumental Polarization を詳しく測定した後、調達すればよいが、当初から多少の位相調整機能を持たせた簡易パビネコンペンセーターというべきものを考えるのも一法であり、岡山マグネットグラフはこのやり方を採用している。即ち、半波長板(岡山の場合は λ 板)の2枚の素子を接着せずにその一方を角度 θ



第2図 平行平板（BK7）の傾き角 i に対する振幅透過率（波長 6302.5\AA ）の比 $1/Y \equiv T_{\perp}/T_{\parallel}$ 。横破線はアルミニウム面に 45° で入射した光の振幅反射率比を示す。

だけ傾けると、2枚を通過した偏光は $\lambda/2+(\Delta n)(\Delta d)$ だけの位相差を生ずる。ここで d を傾けた素子の厚みとすると

$$\Delta d = d [(1 - \sin^2 \theta / n^2)^{-1/2} - 1] \quad (1.2.9)$$

である。ここでの n は n_o と n_E の平均値 1.545 ($\lambda = 6302.5\text{\AA}$) で近似する。半波長板の素材を水晶とすると Lepinary の式:

$$\begin{aligned} \Delta n \cdot 10^3 &= (n_E - n_o) \cdot 10^3 \\ &= 8.86410 + 0.107057/\lambda^2 + 0.0019893/\lambda^4 \\ &\quad - 0.17175\lambda^2 - 10^{-3}T(1+T/900)(1.01+0.2\lambda^2) \end{aligned} \quad (1.2.10)$$

により、 $\lambda = 0.63025\mu\text{m}$, $T = 25^\circ\text{C}$ では $\Delta n = 9.04185 \cdot 10^{-3}$ となる。DSTでは $\tau \sim \pi - 36^\circ$ (Makita et al. 1991) なのでこの位相差を補償する θ - d の関係を(1.2.9)式より計算し第3図に示す。この方法による位相差補償はややごまかしなので傾き角 θ がなるだけ小さいのがよい。従って、 $\theta < 5^\circ$ とすると $d > 5\text{mm}$ の素子が必要になる。

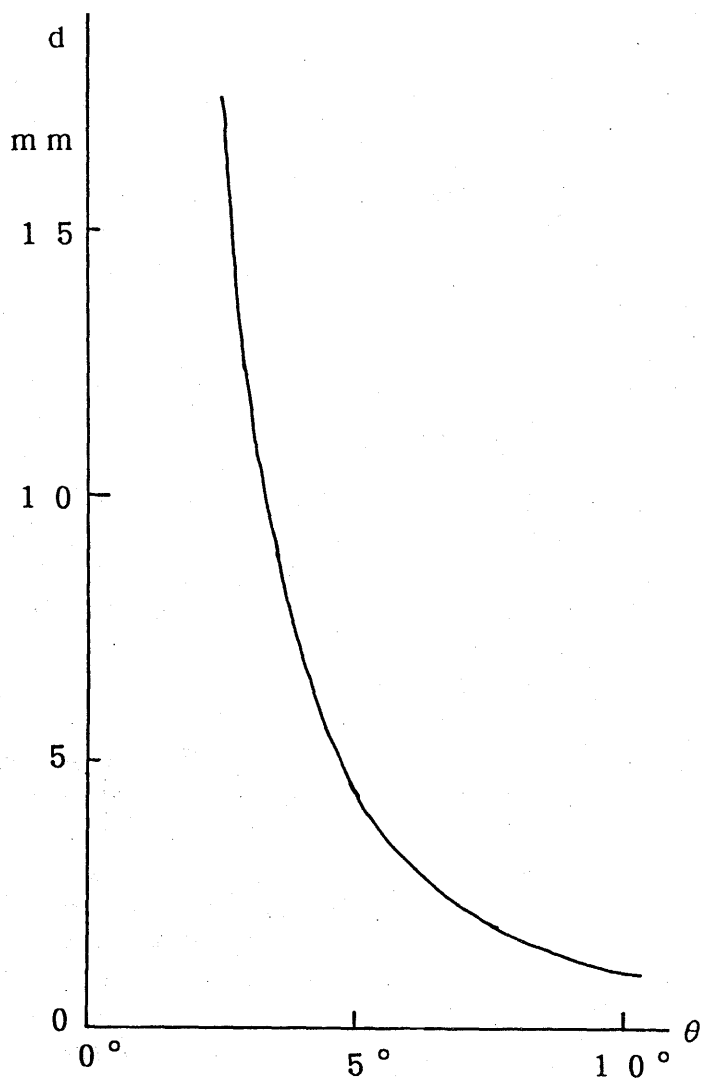
一般に波長板に使う光学素子は振幅 8%程度 of スペクトル偏光干渉縞を生ずるので (Makita et al. 1982)、波長板には反射防止処理を行う必要がある。

1.3 補償光学ユニットの制御

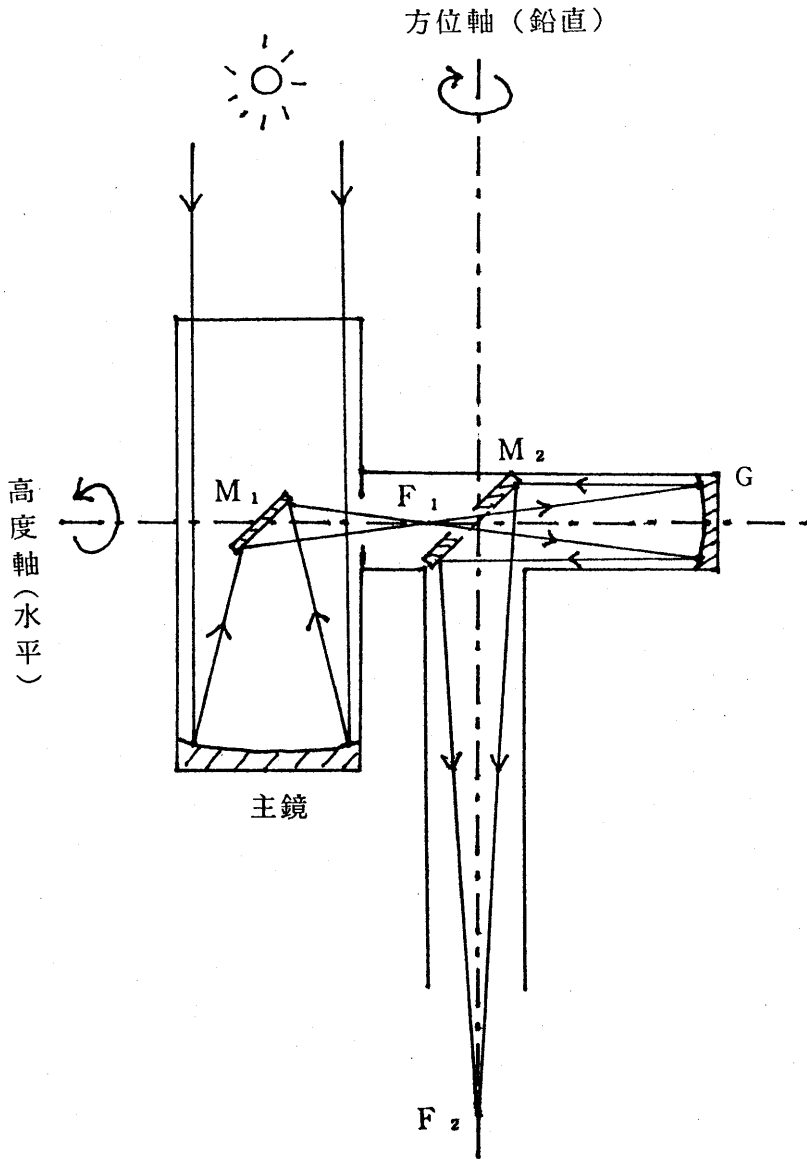
ニュートン鏡やクーデ鏡の入反射面は時間と共に空間的に回転していく。(1.2.5)式で分かるように補償のためには補償光学ユニットの入反射面を常に斜鏡の入反射面と合わせる必要があり、補償光学ユニットの回転制御は欠かせない。一方DSTでは焦点面で太陽像が回転するので、垂直分光器を光軸まわりに回転させスリットの向きが像回転についていくようにしている。補償光学ユニットは分光器の上に乗るものなので、まず、この像回転について考えねばならぬ。

DSTでは第4図で分かるように、光路中の2箇所 F_1 , F_2 で結像(実像)が行われている。結像の際に像は 180° 回転する(逆さになる)ので、DSTの最終像では、結像による像の回転効果は2回の回転で打ち消される。従って以下の考察で、DST内の反射鏡は全て平面鏡であるとして取り扱っても、第2焦点 F_2 における太陽像の向きは正しく求められる。

第5図は中心 O にいる観測者から太陽 P (天頂距離 z 、方位角 A) を見たもので、 Z : 天頂、 N : 天の北極、 S , W (N , E) は方位の南及び西(北及び東)である。 P 点で天空に投影した座標系



第3図 Instrumental Polarization の位相差を水晶板を傾けて補償する際に必要な水晶板の厚み。



第4図 DSTの光路概略

M_1 : ニュートン鏡

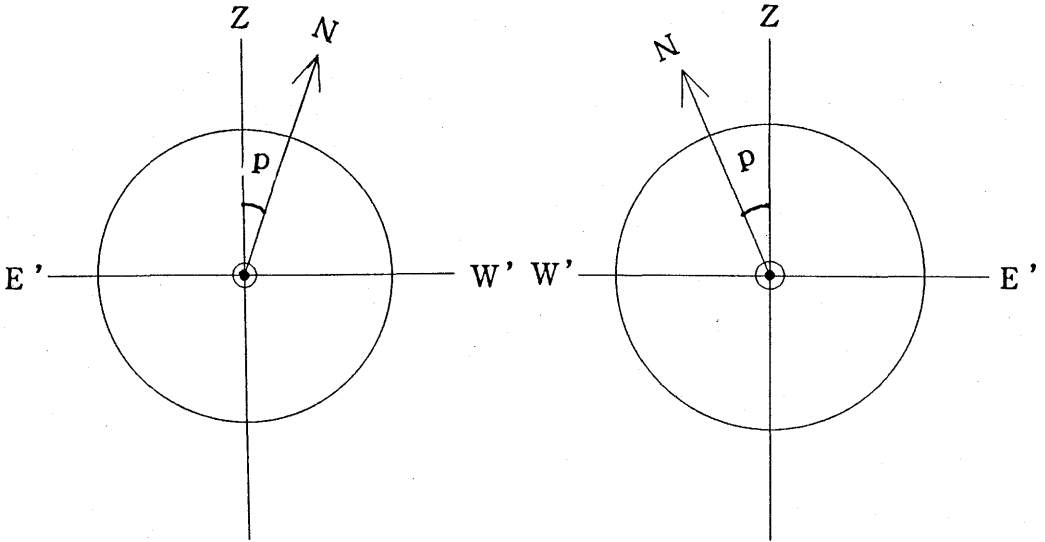
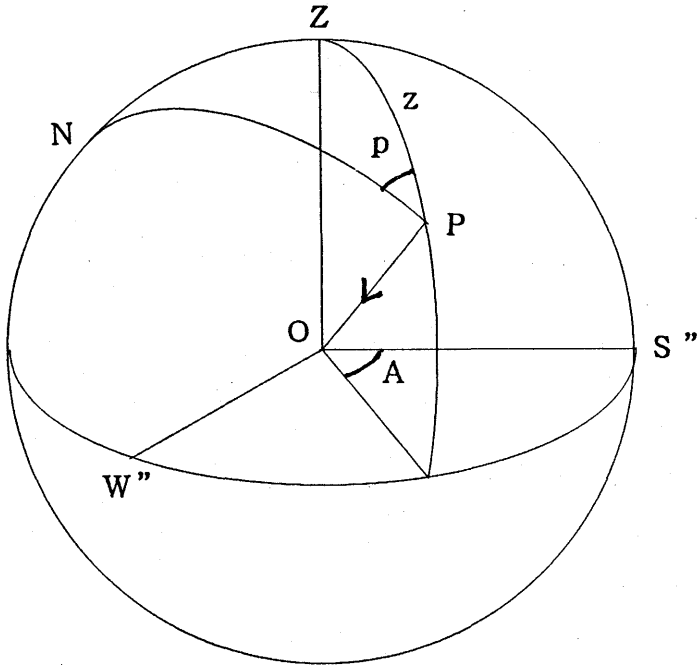
F_1 : 第1焦点

M_2 : クーデ鏡

F_2 : 第2焦点

G : グレゴリー鏡

第5図 観測者(O)から見た天球上の太陽位置。矢印は光の進む方向を示す。



第6図 観測者の見る太陽。

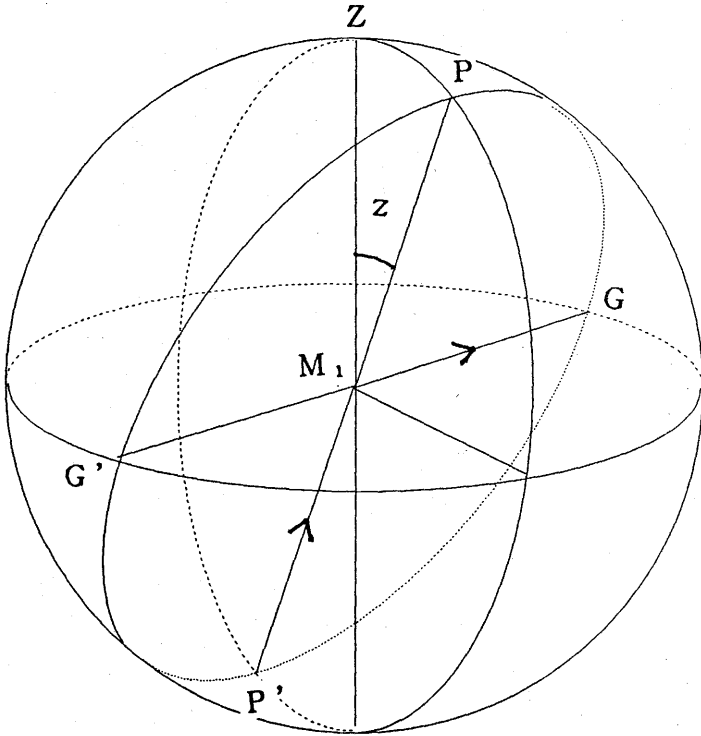
第7図 ニュートン鏡(M₁)より見た太陽。

で太陽は第6図のように見える。縦軸は天頂方向、横軸はZPを含む鉛直面に直交する大円に沿っているが太陽の南中時に各々方位の東及び西に向かうので、E', W'と書く。太陽は第5図でNOを軸として日周運動をするから、第6図の座標系ではNの方向が時々刻々変化していく。即ち、太陽像が回転していく。第6図の原点の◎は光が観測者に向かっていることを示す（以降同様）。

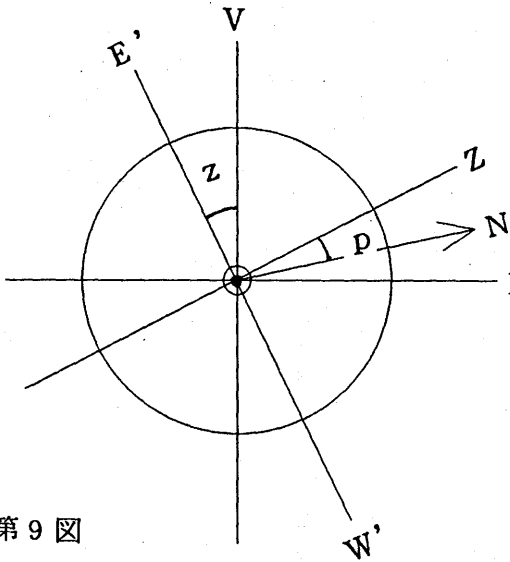
DSTでは主鏡での反射がまず行われるので（第4図）、ニュートン鏡M₁から見た太陽は第7図のようになる。即ち、ニュートン鏡M₁を中心とした第8図の点P'で天空に投影した座標系で表されE'W'の向きが反転する。主鏡からの光はニュートン鏡で直角に水平な高度軸方向に曲げられ、第1焦点F₁を通過してグレゴリー鏡に向かう。ここで、望遠鏡鏡筒が南中時に方位軸の西側にくるように設定されているとすると、グレゴリー鏡から見た太陽は第9図のようになるはずである（結像による像回転は前述した理由で考えない）。H, Vはグレゴリー鏡から見た座標系で、各々水平、鉛直方向を示す。第8図、第9図で分かるように、Z方向に振動する光は入反射面P'M₁Gに垂直であって水平軸と天頂角zだけ傾いてGに至る。またE'W'方向の振動は入反射面内であってE'W'の向きが反転する。V-H軸に対してZ及びW'方向が定めればN方向は容易に分かる。

次いで、クーデ鏡M₂よりグレゴリー鏡からの反射を見れば、太陽は鉛直水平座標系で第10図のように見える。反射のため水平軸方向が反転している。クーデ鏡M₂を中心とした第11図では、グレゴリー鏡Gからの光は垂直に真下に反射され第2焦点F₂に向かう。クーデ鏡M₂から見てグレゴリー鏡Gは東(E'')より方位角分だけ南へ寄った方向であるから、水平軸に平行且つ入反射面に垂直な振動は、反射後は太陽の方位角方向の振動となる。また、垂直軸に平行な振動は入反射面内であって反転する。従って、最終焦点F₂で見た太陽は方位の座標系の中で第12図のようになる。（最後にグレゴリー鏡から太陽を見たH-V座標系の向きを反転させてある。これは太陽の向きを表すZ-E'W'座標系が最終焦点までの間に2回結像するのに対して、1回しか結像しないためである。）

分光器は太陽像、即ち、天の北極方向Nが分光器に対して固定されるように回転している。従って、分光器に乗る偏光補償ユニットはこの方向を基準として制御されなければならぬ。まずクーデ鏡の入反射面はV方向なので、N方向より(90°+p-z)なる角度（第12図で左回りを正とする）を保たなければならぬ。またニュートン鏡の入反射面はE'W'方向なので、(90°+p)の角度を保たねばならぬ。実際の制御はまず太陽の方位角と直交するようにクーデ鏡ユニットの入反射面を合わせ、それより更に天頂距離分だけ左回りにニュートン鏡ユニットの入反射面を持ってくれば良い。その後は計算機制

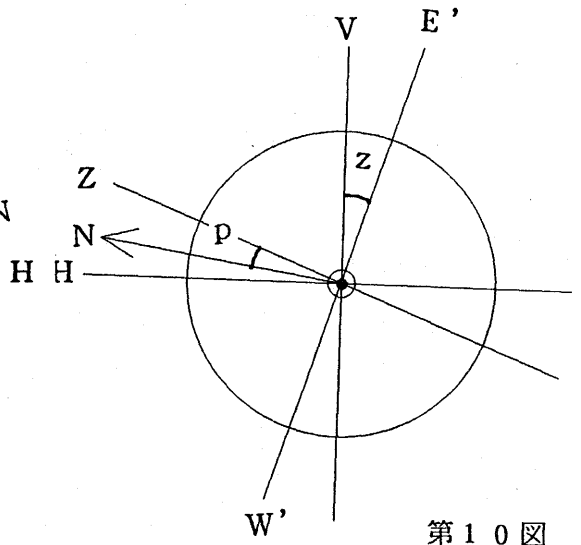


第8図 ニュートン鏡 (M_1) における光の入反射 (矢印)。



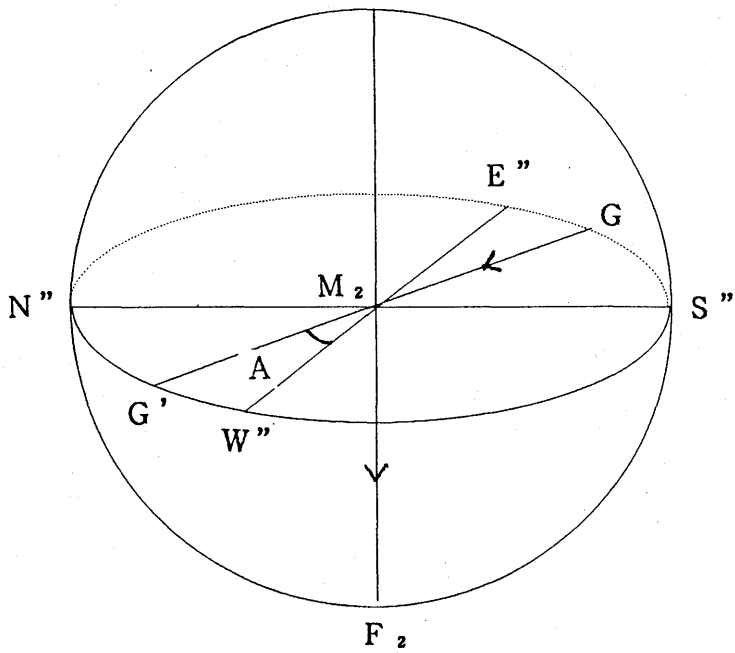
第9図

グレゴリー鏡 (G) から見た太陽。

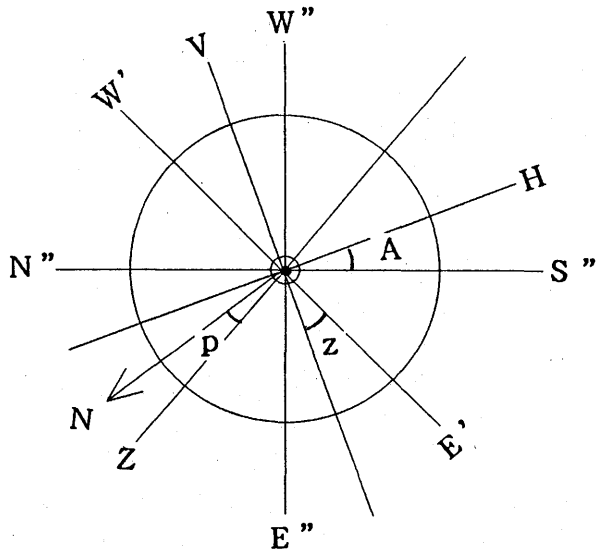


第10図

クーデ鏡 (M_2) から見た太陽。



第11図 クーデ鏡 (M_2) における光の入反射 (矢印)。



第12図 第2焦点 (F_2) より見た太陽 (鏡筒西側)。

御により (p-z) 及び p の時間変化分を各々のユニットに加えてやれば良い。

鏡筒が南中時に方位軸の東側にくるように置かれている場合には、第 8 図で光は P' から G' の方向に曲げられる。その時 G' では第 1 3 図のように見えるはずである。更にグレゴリー鏡による反射で第 1 4 図になる。グレゴリー鏡からの光は第 1 1 図 (G') でクーデ鏡 M₂ によって最終焦点 F₂ に向かう。F₂ で見る太陽は鏡筒が西側の場合と同様にして第 1 5 図になるはずである。(鏡筒西側の場合と同様に V-H 軸の向きが最後に反転してある。) 従って、クーデ鏡ユニットは (90°+z+p)、ニュートン鏡ユニットは (90°+p) だけ各々 N 方向よりの角度を保たねばならぬ。クーデ鏡ユニットの入反射面の設定は望遠鏡を西側に置いた時と同じであるが、ニュートン鏡ユニットの入反射面は天頂距離分だけ右回りに設定しなければならぬ。またクーデ鏡ユニットの駆動は (z+p)、ニュートン鏡ユニットの駆動は p の時間変化分となる。

太陽 P の動きと共に変動する天頂距離 z 及び角度 p は第 1 6 図で球面三角 NPZ より次のように求められる。

$$\cos z = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos H \quad (1.3.1)$$

$$\sin p = \cos \phi \sin H / \sin z \quad (1.3.2)$$

即ち (1.3.1) 式から z が、更に (1.3.2) 式から p が分かる。ここで ϕ は観測地点の緯度、 δ は太陽の赤緯、H は太陽の時角、即ち、太陽時である。第 1 7 図は飛騨天文台 ($\phi = 36.25^\circ$) における z, p の値を $\delta = 0^\circ, \pm 23.5^\circ$ について時角 H に対して示したものである ($z(-H) = z(H)$, $p(-H) = -p(H)$) なので $H \geq 0$ についてのみ提示した)。偏光補償ユニットを駆動する速さは上出 2 式を微分することによって

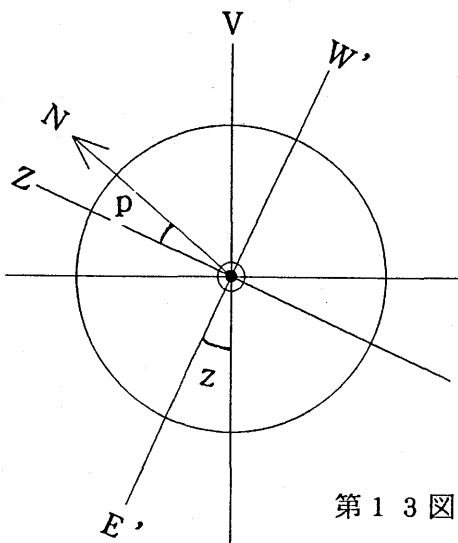
$$dz/dt = \sin p \cos \delta (dH/dt) \quad (1.3.3)$$

$$dp/dt = \tan p [\cot H (dH/dt) - \cot z (dz/dt)] \quad (1.3.4)$$

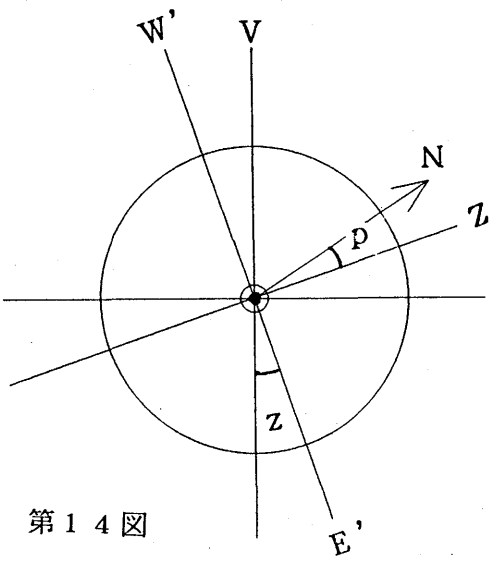
と日周運動 dH/dt の関数で表され、第 1 8 図に時角に対する dp/dt , $d(p+z)/dt$ の変化を与える。 $d(p-z)/dt$ は z と p の時角についての対称性から $d(z+p)/dt$ を $H=0$ の軸について折り返したものとなっている。これらの図からユニットの最高速度は日周運動の 4 倍を超えないことが分かる (日周運動は 15 arcsec/s)。

1.4 偏光補償装置

偏光補償装置は第 1 9 図のように、垂直分光器スリット部の上に

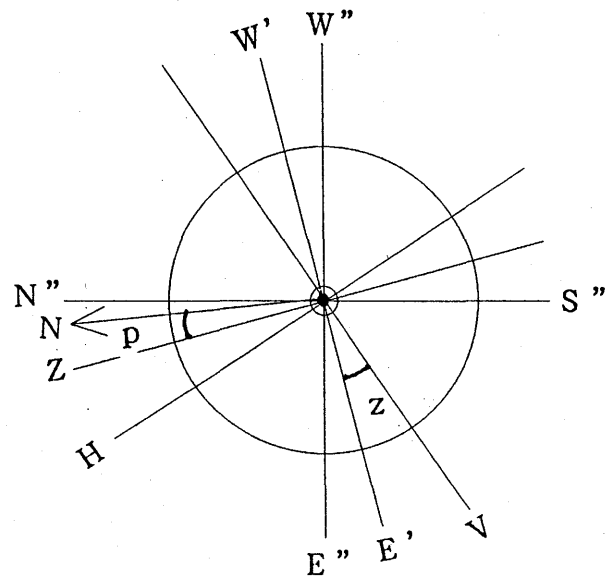


第13図

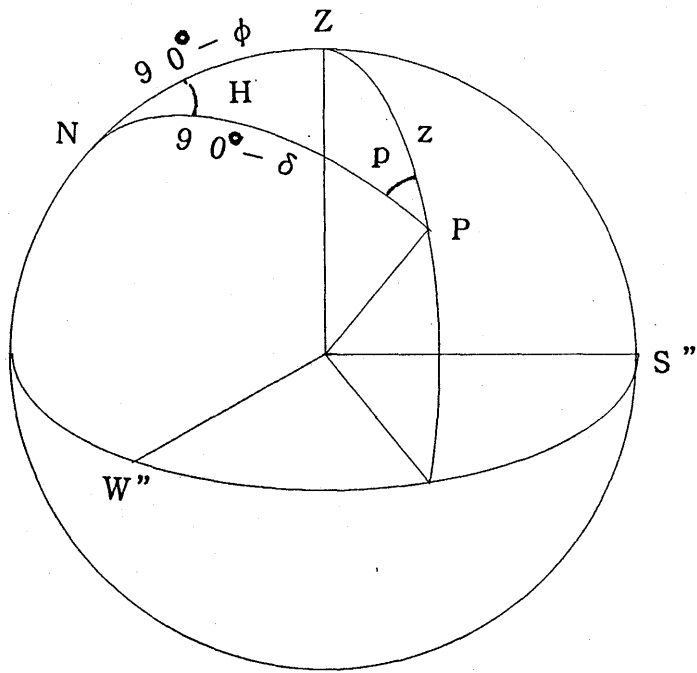


第14図

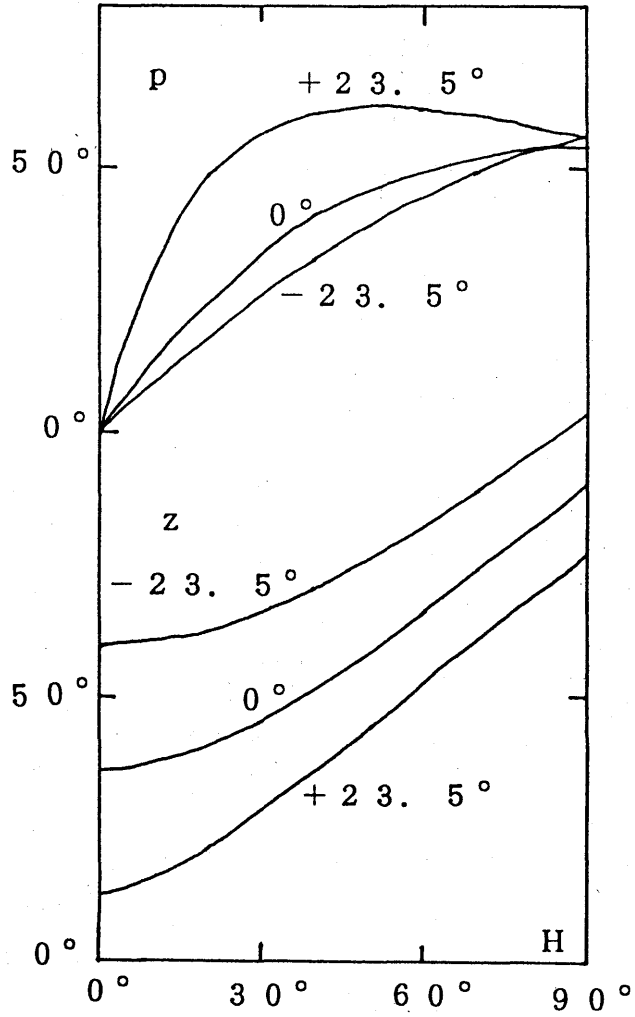
グレゴリー鏡 (G') から見た太陽。 クーデ鏡 (M₂) よりグレゴリー鏡 (G') を見た時の太陽。



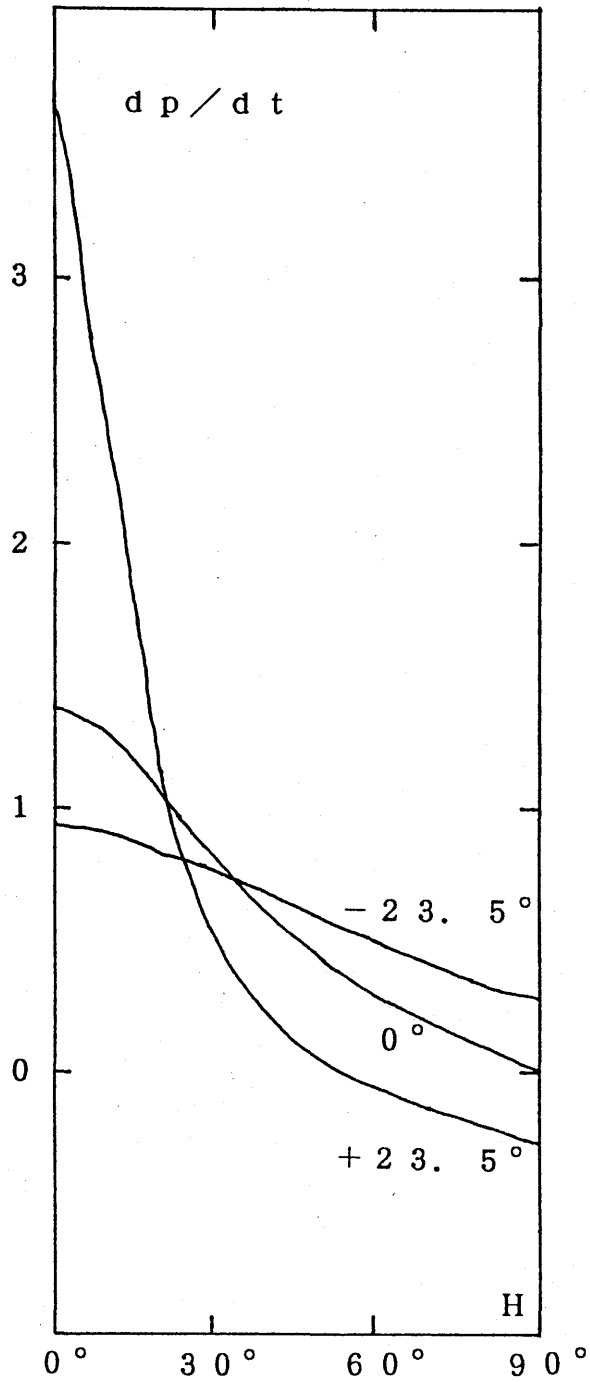
第15図 第2焦点 (F₂) より見た太陽 (鏡筒東側)。



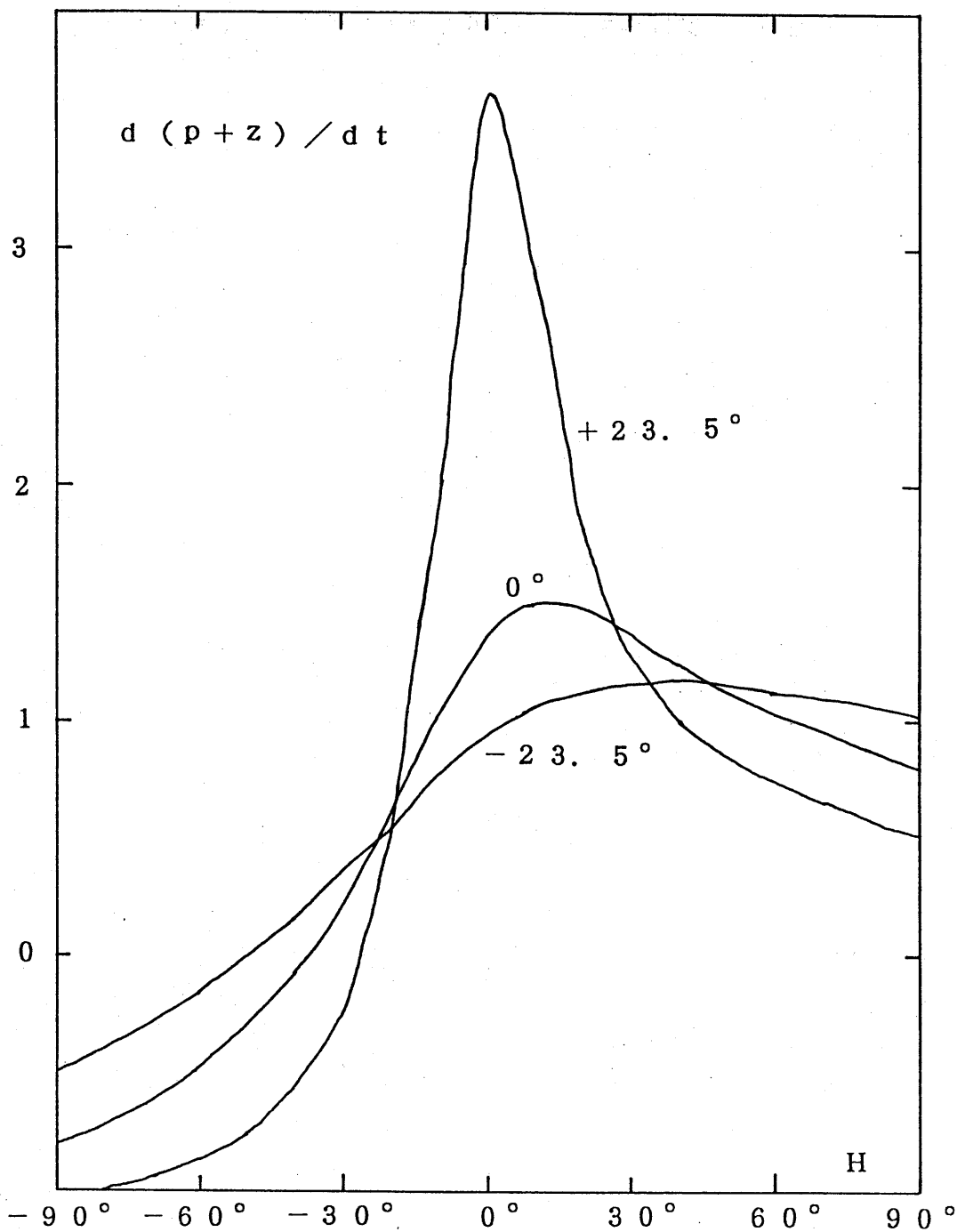
第16図 天球上の太陽像位置及び向きに関する諸元



第17図 太陽の z (天頂距離) 及び p の時角 (H) 依存性。
 (太陽赤緯 0° , $\pm 23.5^\circ$ について計算)



第18図 a 時角 (H) に対する p のレート (単位は日周運動レート) 変化。太陽赤緯 0° , $\pm 23.5^\circ$ について計算。 $H=0$ 軸に対しては対称である。



第18図b 時角(H)に対する(p+z)のレイト(単位は日周運動レイト)変化。太陽赤緯 $0^\circ, \pm 23.5^\circ$ について計算。
(p-z)のレイトは $H=0$ の軸に対して対称である。

組み込まれる。装置がスリット面反射像光学系と干渉しないようにするには、全体をスリット上 20~50cm で平面積 20cm² の空間に収める必要がある。各ユニットはスリット部に建てられた柱から出た腕に支えられ、独立にパルスモーターによって光軸回りに回転する。モーターによる回転の他に調整のための手動による回転もでき、これはクランプによって固定され、そのまわりに微動回転（数度）可能である。ユニット内部の光学素子の傾きも外から調整できるものとする。これまでの議論によれば平行平板は 30° 程度、調整型の波長板の場合は 5° 程度の傾きであろう。全ての回転部には目安目盛りを付けるのがよい。有効光束は、スリット有効長を 20mmφ とすると、F/54 の光学系でスリットから 50cm 離れた偏光補償装置入り口によるケラレが無いためには、30mmφ 必要である。解析装置波長板の大きさに制限があるため、現状ではスリット有効長 10mm であるが、将来を考えて有効光束を太くしておきたい。

2. 偏光解析装置

2.1 偏光解析素子

偏光解析には波長板を回転する方式を採用する。この方式では、次式に示すように、唯 1 個の光学素子で透過光 I_{obs} から全てのストークスパラメータ (I, Q, U, V) を分離して求めることができる。

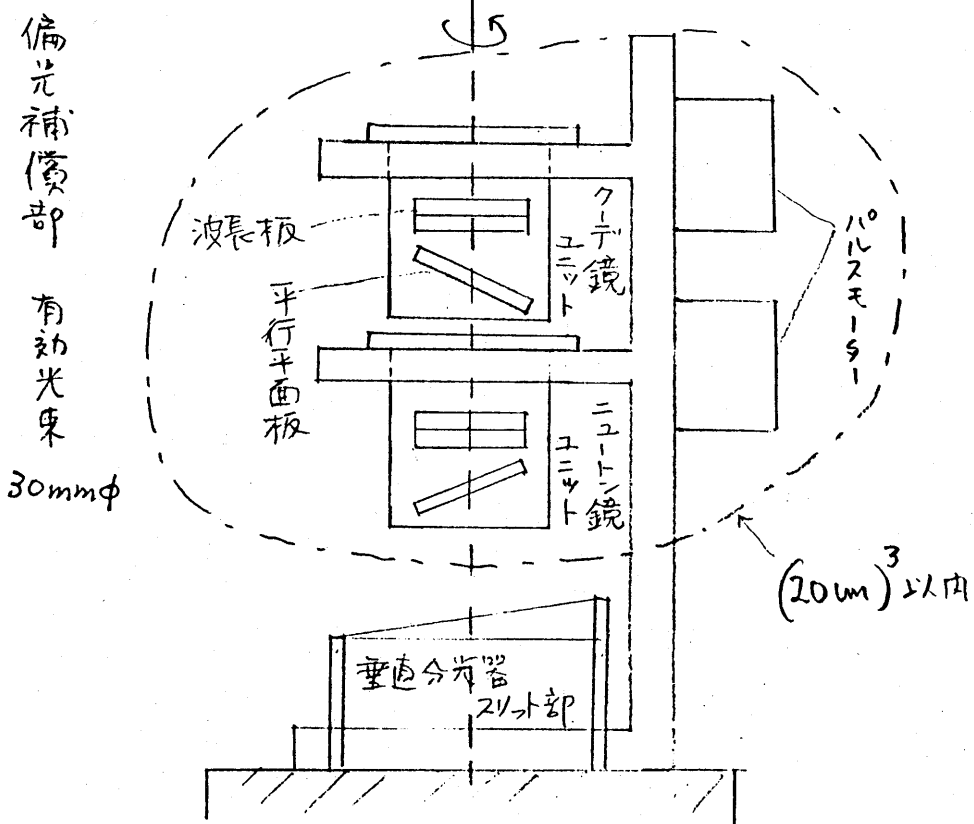
(Makita et al. 1985b)

$$I_{obs} = [I + (1 + \cos \delta)Q/2 + (1 - \cos \delta)(Q \cos 4\Omega t + U \sin 4\Omega t)/2 + V \sin \delta \sin 2\Omega t + R \cos 2\Omega t] / 2$$

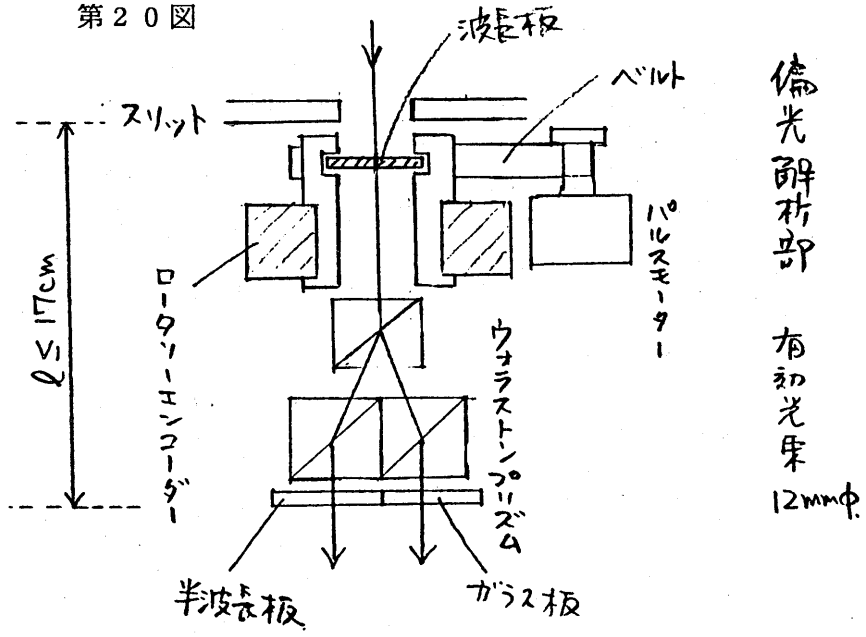
(2.1.1)

ここで δ は波長板で生ずる位相差、 Ω は回転角速度である。ストークスパラメータ分離のためには δ が必ずしもキチンとした値でなくともよいのがもう一つの特長で、このためかなり広い波長範囲で解析装置を使うことができる。R は波長板の表面反射と厚みによって生ずる波長干渉縞の成分である。この影響を小さくするために厚さ約 100 μ m の 1 枚板 ($\sim 7/4\lambda$ 板) でスペクトル線幅より縞の間隔を格段に広くし ($\sim 10A$)、且つ、波長板両面に反射防止を施して干渉縞振幅を 8% \rightarrow 1% 程度にする (Makita et al. 1985a)。ただ薄板の剛性を保つためにあまり大きいものは危険で有効光束 12mmφ (15mm 角) が適当であろう。また平行度が悪いと透過ムラが生じて (Makita et al. 1982) 回転が何らかの軸対称光学系からのズレと結合して偽の信号を作る可能性があるので注意する必要がある。先

第19図



第20図



の Lepinary の式を使えば $\lambda = 0.63025 \mu\text{m}$ に対する水晶 $7/4\lambda$ 板の厚さは

$$d = (7/4) \lambda / \Delta n = 121.98 \mu\text{m} \quad (2.1.2)$$

となる。

(2.1.1) 式のストークスパラメータはウォラストンプリズムで分けられた 2 本の直交する直線偏光で定まる座標系で表されている。従って、Q, U 成分については、太陽面座標系へ座標回転による変換を行う必要がある。

2.2 偏光解析装置の構成

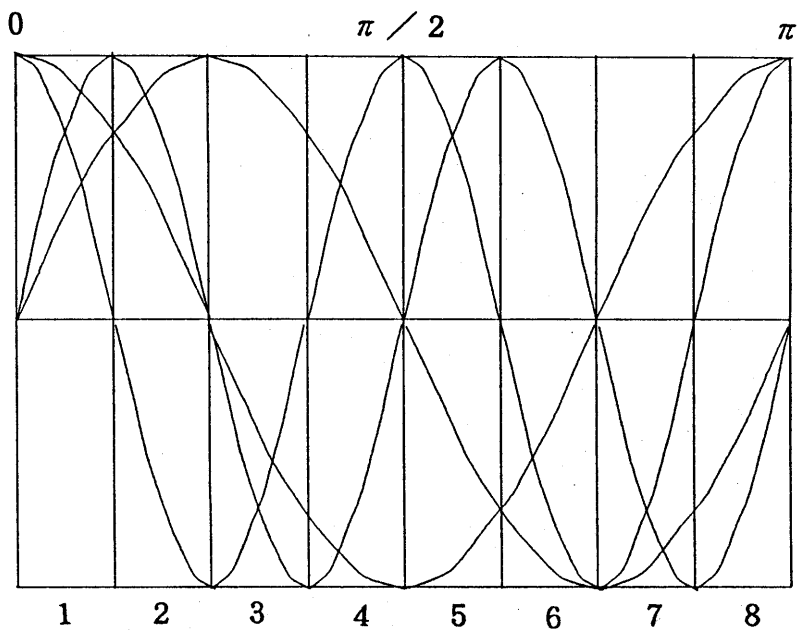
第 20 図に偏光解析装置の概要を示す。全体は垂直分光器スリット直後に置かれ、スリットと分光器の真空窓との隙間 17 cm の間に収まる。波長板の回転はベルトを介してパルスモーターで行われ、回転はロータリーエンコーダー軸の回転としてモニタされる。入射光は 3 個のウォラストンプリズムの組み合わせで 2 本の直交する直線偏光に分けられる。最下段で一方の光に半波長板を入れて直線偏光の向きを 90° 廻し、回折格子の反射能が 2 本の光束で等しくなるようにする。もう一方のガラス板は両者の光路を合わせるためである。2 本の光束を使う利点は、両者の差として偏光成分が求まるために、光量の変化分が相殺され、1 本の光束だけを用いるより精度が向上することである (Lyot 1948)。垂直分光器では、既に、3 個のウォラストンプリズムで 2 本の光束を得る有効視野 20mm の装置が試作されている。

2.3 偏光信号の取り出し

CCD 検出器の受ける偏光信号は、(2.1.1) 式で示したように、三角関数の 2Ω と 4Ω で変調されているので、波長板の半回転を更に 8 等分して各区分毎の積分 (第 21 図) を 8 個のバッファに転送し、第 1 表のように半回転分を加えてやるとする。これは 2Ω と 4Ω の矩形波で同調処理を行って (2.1.1) 式のフーリエ成分を求めることに相当する。

今、任意の次数 m のフーリエ成分を波長板 1 回転にわたって加え合わせたとすると

$$\sum_{i=0}^{15} (-1)^x \int_{x_i}^{x_{i+1}} \sin m x dx = \frac{2}{m} \sin \frac{m \pi}{16} \sum_{i=0}^{15} (-1)^x \sin \frac{(2i+1)m \pi}{16} \quad (2.3.1)$$



第 2 1 図 8 個のバッファの積分範囲とその範囲に含まれる信号 ((2.1.1)式参照) の模式図。

$$\sum_{i=0}^{15} (-1)^{x_i} \int_{x_i}^{x_{i+1}} \cos m x dx = \frac{2}{m} \sin \frac{m \pi}{16} \sum_{i=0}^{15} (-1)^{x_i} \cos \frac{(2i+1)m \pi}{16} \quad (2.3.2)$$

ここで X は 0 か 1 で $(-1)^x$ は第 1 表の符号を与え、 $x_i = i\pi/8$ である。取出信号 (第 1 表) I, Q, U, V, R について (2.3.1) 及び (2.3.2) 式を計算してみると

$$(2.3.1)_I = (2/m) (\sin m \pi)^2 = 0$$

$$(2.3.1)_Q = -(32/m) \sin m \pi \sin(m \pi / 8) (\sin(m \pi / 16))^2 \cdot \cos(m \pi / 2) \cos(m \pi / 4) = 0$$

$$(2.3.1)_U = -(16/m) (\sin(m \pi / 8))^2 \cos m \pi \cos(m \pi / 2) \cdot \cos(m \pi / 4)$$

$$(2.3.1)_V = -(8/m) (\sin(m \pi / 4))^2 \cos m \pi \cos(m \pi / 2)$$

$$(2.3.1)_R = -(16/m) \sin m \pi \sin(m \pi / 4) (\sin(m \pi / 8))^2 \cdot \cos(m \pi / 2) = 0$$

(2.3.3)

$$(2.3.2)_I = (2/m) \sin m \pi \cos m \pi = 0$$

$$(2.3.2)_Q = -(32/m) \sin(m \pi / 8) (\sin(m \pi / 16))^2 \cos m \pi \cdot \cos(m \pi / 2) \cos(m \pi / 4)$$

$$(2.3.2)_U = (16/m) \sin m \pi (\sin(m \pi / 8))^2 \cos(m \pi / 2) \cdot \cos(m \pi / 4) = 0$$

$$(2.3.2)_V = (8/m) \sin m \pi (\sin(m \pi / 4))^2 \cos(m \pi / 2) = 0$$

$$(2.3.2)_R = -(16/m) \sin(m \pi / 4) (\sin(m \pi / 8))^2 \cos m \pi \cdot \cos(m \pi / 2)$$

(2.3.4)

となる。(2.3.3) 及び (2.3.4) 式から消えないで残るフーリエ成分を纏めると第 2 表のようになり、奇数次の成分は消えるが偶数次の高次成分の混合することが分かる。

今、積分範囲を 1 回転でなく半回転とすると、第 2 表で 'なし' と書いたところに奇数次成分が現れる。また第 2 1 図で見ると、半

第1表

バッファ	1	2	3	4	5	6	7	8
I	+	+	+	+	+	+	+	+
Q	+	-	-	+	+	-	-	+
U	+	+	-	-	+	+	-	-
V	+	+	+	+	-	-	-	-
R	+	+	-	-	-	-	+	+

(' - ' は符号を変えて加えることを示す)

第2表

取出 信号	入力信号	
	$\sin m x$	$\cos m x$
Q	なし	$m=4, 12, 20, \dots$
U	$m=4, 12, 20, \dots$	なし
V	$m=2, 6, 10, 14, \dots$	なし
R	なし	$m=2, 6, 10, 14, \dots$

回転で $m=2$ 及び 4 に相当する信号がうまく取り出せるように見えるが、第2表に示すように、望ましい $m=2$ 及び 4 の信号の他に $m=6$ 及び 10 或いはそれ以上の偶数次の高周波が混入している。これらは本来の信号には無い成分であって寄与が小さいと思われるが、実際に当たっては一応の注意を払う必要があるだろう。

以上のようなわけで、第1表の積分操作を2回即ち波長板1回転について行くと、(2.1.1)式の信号からは次のような出力が得られる。

$$\begin{aligned}
 I &: [I+(1+\cos \delta) Q / 2] \pi \\
 Q &: (1-\cos \delta) Q \\
 U &: (1-\cos \delta) U \\
 V &: 2V \sin \delta \\
 R &: 2R
 \end{aligned}
 \tag{2.3.5}$$

ウ・ラストンプリズムで得られるもう一つの I_{OBS} からは、(2.3.5)式で Q, U, V, R の符号を反転させた出力が求められるので、両者の組み合わせ演算によって、ストークスパラメータ ($I, Q/I, U/I, V/I$)

が求められる。もし1回転で光量不足の時には更に1回転の積分を行う。演算・記憶の操作は観測場所を変える時に行えるので時間は充分あると思われる。最短の積分時間は諸般の事情からテレビレイトの $1/60\text{s}$ がよいだろう。とすると波長板の回転速度は自ずから定まって $1/60\text{s} \times 16 = 4/15\text{s} \equiv 3.75\text{Hz}$ となる。このように偏光測定では積分をとるタイミング（波長板の回転角）が精度に大きく影響するので、偏光信号取り込みのタイミングはロータリーエンコーダーの出力で制御することが肝要となり、パルスモーター出力等に頼ることはできない。

3. スペクトル検出部

ゼーマンスpektrルの検出はCCDで行うが、分光器本来の空間分解能は $6.4''/\text{mm}$ 、波長分散は $0.17\text{\AA}/\text{mm}$ (6303\AA) であるので、これらとCCDピクセルの間のマッチングをとる必要がある。まず波長については回折格子の理論分解能が $6\text{m}\text{\AA}$ であるので、分光器の分散とマッチするピクセルの大きさは $6\text{m}\text{\AA} \div 0.17\text{\AA}/\text{mm} \approx 35\mu\text{m}$ となり、 $10\mu\text{m}$ ピクセルのCCDを使えば $1/3$ 程度の像の縮小が必要になる。この縮小を行っても空間方向は $6.4''/\text{mm} \times 3 \approx 0.192''/10\mu\text{m}$ であり、数ピクセルから10ピクセルのピンニングで $1'' \sim 2''$ の空間分解能を得ることになる。今 $10\mu\text{m}$ ピクセルCCDの大きさが $10\text{mm} \times 10\text{mm}$ とすれば1回に取得できるデータ領域は $5.13\text{\AA} \times 192''$ となる。但し空間方向にはウォラストンで分けた2本のスペクトルを入れなければならぬのでデータ領域は半分弱となる。空間方向は有効スリット長 10mm では $64''$ の広さしか取れないので更に縮小率をかける必要は無いが、将来もっと大きな偏光解析素子を用いることができるようになれば、円柱レンズで空間方向と波長方向に別々の縮小率をかけることも可能である (Jones et al. 1992)。

References

- Higgs, L. A., 1960, M. N. 121, 421.
Higgs, L. A., 1962, M. N. 124, 51.
Jenkins, F. A. and White, H. E., 1957, Fundamentals of Optics, 3rd ed., p. 510, McGraw-Hill Book Company Inc.
Jones, H. P., Duvall, Jr., T. L. and Harvey, J. W., 1992, Solar Phys. 139, 211.
Lyot, B., 1948, Comptes Rendus 226, 25.
Makita, M. and Nishi, K., 1970, Ann. Tokyo Astron. Obs. 12, 121.

- Makita, M., Hamana, S., Kawakami, H. and Nishi, K., 1982, Ann. Tokyo Astron. Obs. 19, 24.
- Makita, M., Hamana, S. and Nishi, K., 1985a, in Measurements of Solar Vector Magnetic Fields, ed. M. J. Hagyard, NASA CP-2374, 173.
- Makita, M., Hamana, S., Nishi, K., Shimizu, M., Koyano, H., Sakurai, T. and Komatsu, H., 1985b, Publ. Astron. Soc. Japan 37, 561.
- Makita, M., Funakoshi, Y. and Hanaoka, Y., 1991, in Solar Polarimetry, NSO/SP Summer Workshop Series No. 11, 198.
- Schulz, L. G., 1954, J. Opt. Soc. America 44, 357.
- Schulz, L. G. and Tangherlini, F. R., 1954, J. Opt. Soc. America 44, 362.

あとがき：マグネトグラフは光の偏光を測定するものであって、磁場を直接測定するものではない。偏光から磁場への換算は現状では非常に粗雑であって、良い測定が磁場の精密決定につながらないことを銘記すべきである。磁場ベクトルがどうなっているかと同様に、精度良い換算法を見つけるのも、精密マグネトグラフの仕事である。

なお、出力信号の処理法については浜名茂男氏（当時ニコン、元国立天文台助教授）より貴重な助言を頂いた。また、南京天文儀器廠にウォラストン3個の系の試作を依頼した際には中井善寛氏にお世話になった。記して感謝する。