

大型シュミット望遠鏡と Fehrenbach 式対物プリズム

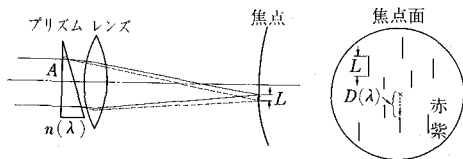
富野 暉一郎*

シュミット望遠鏡に付属して使用されてきた対物プリズムは、従来大量の星を低分散スペクトルで大まかに分類することを主要な目的としていたが、現在計画されている大型シュミット望遠鏡の能力は、Fehrenbach 式対物プリズムの付属により相当暗い銀河系外天体までの低分散スペクトルおよび視線速度を基にした分類と解析を可能にするものである。以下に現在計画されている頂角 1° の Fehrenbach 式対物プリズムの概要を、視線速度の測定法も含めて示しておきたい。

1. 対物プリズム

天体望遠鏡に付属する分光器は、対物プリズムに代表される像スペクトル型（分光装置によって像全体がスペクトルになって焦点を結ぶ）と、通常使われているスリット型（集光装置で作られた像にスリットをあて、それを通過した光を分光してスリットのスペクトル像を得る）に大別される。スリット型が通常使用されるのは高分散が得やすく、分解能が外的条件に影響されにくい、さらに、大きさのある天体についても観測が可能である等々、幾多の利点があるためであるが、原理的に望遠鏡の視野全体を生かすことができないので、掃天的な観測には、視野の広い望遠鏡と共に像スペクトル型の分光器を用いなければならないのは自明である。像スペクトル型分光器も対物プリズム型、透過グレーティング型、集光後分光型などいく種類かに分かれるが、ここでは広い視野にわたる像の一様性に注目して、以下対物プリズム型のみを考える。

対物プリズムは三種類に分けられる。



第1図 単一プリズム

(1) 単一对物プリズム

第1図参照。頂角 A が充分小さいとき、プリズムの屈折率を $n(\lambda)$ 、望遠鏡の焦点距離を f 、乾板長の長さの単位を l とすると、

◦ 像のずれ; $D(\lambda) = (n(\lambda) - 1)A$

* 東京大学理学部天文学教室

K. Tomino: The Schmidt Telescope and its Fehrenbach Objective Prism

◦ 角分散; $d_a(\lambda) = d\lambda/dD = \frac{1}{A} \cdot \frac{d\lambda}{dn(\lambda)}$

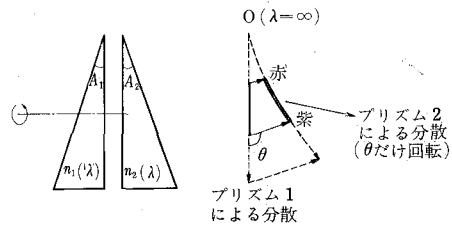
◦ 乾板上の分散; $d_t = d\lambda/dl = \frac{1}{f} \cdot d_a(\lambda) = \frac{1}{f \cdot A} \cdot \frac{d\lambda}{dn(\lambda)}$

◦ スペクトルの長さ; $L = f \cdot (D(\lambda_{\text{violet}}) - D(\lambda_{\text{red}})) = f \cdot A \cdot (n(\lambda_{\text{violet}}) - n(\lambda_{\text{red}}))$

このプリズムでは実質上視線速度の観測はできない。また $D(\lambda)$ だけ “やぶにらみ” になるのでガイドに特別な工夫が必要である。

(2) 異方複プリズム

第2図参照。2枚のプリズムのうち、一枚を θ だけ回



第2図 異方複プリズム

転した状態では、各々のプリズムに添字 1, 2 をつけて表わすと、

$$D(\lambda) = \{(D_1(\lambda) - D_2(\lambda))^2 + 2D_1(\lambda)D_2(\lambda)(1 + \cos \theta)\}^{1/2}$$

このプリズムは、超低分散でも連続スペクトルの形から大まかなスペクトル分類ができ、 θ に対応して連続的に分散度を変えることもできるのが特徴である。二枚のプリズムが同じガラスでできている場合には、もちろんスペクトルは直線になる。

(3) Fehrenbach 式プリズム (直視プリズム)

二枚以上のプリズムを用いて、特定の波長の光がプリズムの前後で方向を変えないようにしたもの。今、光のロスを最少にするため、2枚のプリズムによる場合を考えてみる。

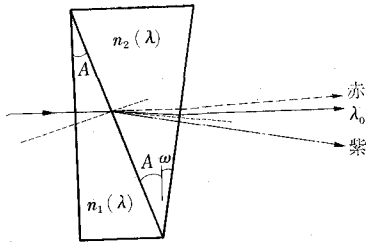
第3図で、 λ_0 は直視光、 ω は λ_0 を直視光にするために必要な付加頂角である。

$$D(\lambda) = (n_1(\lambda) - n_2(\lambda))A - (n_2(\lambda) - 1)\omega$$

λ_0 が直視光となるためには $D(\lambda_0) = 0$ より、

$$\omega = \frac{n_1(\lambda_0) - n_2(\lambda_0)}{n_2(\lambda_0) - 1} A$$

$$d_a(\lambda) = \frac{1}{A} \cdot \frac{d\lambda}{d\{n_1(\lambda) - (1 + \omega/A)n_2(\lambda)\}}$$

第3図 Fehrenbach 式プリズム [$n_1(\lambda) > n_2(\lambda)$]

$$d_i(\lambda) = \frac{1}{f \cdot A} \cdot \frac{d\lambda}{d\{n_1(\lambda) - (1 + \omega/A)n_2(\lambda)\}}$$

Fehrenbach 式プリズムは直視光 λ_0 がとれるためにプリズムを反転させたスペクトルを重ねることにより、比較スペクトルを焼込まずに視線速度を決定できる。さらに望遠鏡のガイドも“やぶにらみ”から解放されるわけである。

このプリズムの特別な例として $n_1(\lambda_0) = n_2(\lambda_0)$ なるガラスの組合わせによって、 $\omega = 0$ (平行平面型) のプリズムを作ることができる。現在手持ちのデータでは、それらはいずれも光学ガラスとしては短波長側の透過度が悪く、大きなブロックを作った経験にも乏しいのでここでは特に必要のないかぎり $\omega \neq 0$ の場合を優先して考えることにする。

以下計画中の Fehrenbach 式対物プリズムについて実際の数値を示すことにする。

2. Fehrenbach 式対物プリズムの設計

具体的な数値を与えるために、以下の三点を考慮した。ただし、シュミット望遠鏡本体は、補正板口径 $\phi = 105$ cm, 焦点距離 $f = 330$ cm とした。

(1) 技術的な制限

a) ガラス材については、 $3500 \sim 3700 \text{ \AA}$ より短波長の光を使わなければ、クラウンガラスとして BK7, UBK7, フリントガラスとして F2 等、経験豊富なものを使うべきである。

b) 研磨上の問題として、ガラスの厚みは一般に直径の $1/10$ 程度と言われるが、現在の段階では合成樹脂接着剤による張り合わせ後の研磨法により 6 cm 程度まで薄くできる。

c) 付加頂角 ω の精度については、角度の研磨精度が秒のオーダーまでであるので、直視波長 λ_0 を 4000 \AA 付近で $\pm 10 \text{ \AA}$ まで正確に与えることも可能である。(実用上は $\pm 100 \text{ \AA}$ で充分)

(2) 光学的な制限

(a) 平均透過率を 50% 以上とするためには、厚みを 8 cm 以下とすればガラス材によらず充分である。

(b) 短波長側の限界透過波長については、一応の目安

として $\lambda = 3500 \text{ \AA}$ で 40% 程度を要求すると、実効透過率は厚み 6 cm の場合、BK7-F2 で 37% , UBK7-F2 で 40% とほぼ満足できる値である。

(3) 観測対象による制限

現在計画している Fehrenbach 式プリズムの主要な目的は、恒星の分類統計と共に、星雲、星雲団, faint blue objects およびその他の高銀緯天体の分類と解析にある。それらを効果的に観測する条件として、ここでは視線速度の決定精度、線スペクトルの半値幅、および限界等級の三点に注目する。

(a) 視線速度の決定精度

対物プリズムは大きさのある天体に対しては意味のあるスペクトルを与えないので、 10 Mpc 以内にある銀河はほとんど確実に観測できないことになる。それ以外遠の天体に対しては、孤立天体では距離の精度 10 Mpc 以下 (Hubble constant = 100 km/sec/Mpc として 1000 km/sec 以下), 星雲団の構成員の決定のために 1000 km/sec 以下が要求される。星雲団自身の回転の検出には 500 km/sec の精度まで確保したい。この精度は乾板上の分散 $d_i \leq 1500 \text{ \AA}/\text{mm}$ を要求する。

(b) 線スペクトルの半値幅

線スペクトルを効果的に検出するためには、対象天体の線スペクトルの半値幅が乾板の粒子の大きさに等しいか、それを超えているかでなくてはならない。目標となる天体のうち、normal galaxies は $500 \sim 1000$ km/sec, peculiar objects の broad band 等は 1000 km/sec 以上と考えてそこを基準とすると、乾板の粒子の大きさ $1/50$ mm に対し、 $\leq 660 \text{ \AA}/\text{mm}$ の分散が要求される。

(c) 限界等級

輝線スペクトルを伴う天体の限界等級については次節で改めて与えることとして、ここでは連続スペクトルの観測限界等級を考える。各観測対象に対する観測可能性は以下の通りである。

- 高銀緯天体のうち、Haro-Luyten の faint blue objects の約 10% は 15.9 等より明かるい、blue excess あるいは ultra-violet excess のない特異天体については掃天的なスペクトル観測を待たなければならない。
- Abell の星雲団のカatalogによれば 10 番目に明かるい星雲が 16 等よりも明かるい星雲団の数は約 100 個である。
- 白色矮星の絶対等級は $+10 \sim 20$ 等なので、限界等級が 15 等以上であれば 10 pc 以内の分布についてはかなり詳しい結果を得ることができる。
- 乙女座星雲団中の Fornax type の矮星雲は、 15.5 等程度から見えはじめる。

以上を総合して、われわれの目的とする系外天体を観測するためには、限界等級を 16.0 等程度まで延ばせるか否かが重要なポイントになると判断してよいだろう。これは乾板の感光波長域にあるスペクトルの長さに対する制限を与える。有効な感光波長を 3700 Å ~ 5000 Å, 星像の大きさを 2" とした時, 限界等級 16.0 等に対するスペクトルの長さは 1.0 mm ($d_i=1350 \text{ \AA/mm at } H_r$) である。

ここで相矛盾する (b), (c) について若干検討してみよう。限界等級に関しては filter と乾板の組合わせによって夜光を落し, 分散を上げて限界等級を悪くしない方法もあるが, Z の大きい天体に対しては線スペクトルの情報量を減らす結果になり, 乾板によっては露出時間も大幅に違うのでわれわれの掃天の目的には向かない。一方半値幅を 1000 km/sec にとった点については, 後述のように輝線スペクトルの場合には非常に暗い天体まで観測できるので, そのようなスペクトルを持つ特異天体に観測の重点を置いて考えれば半値幅を 2000 km/sec にすることは重大な変更ではない。

(1)~(3)までを考慮して, 決定したプリズムの仕様を以下に示す。

- 様式; Fehrenbach 式直視型対物プリズム
- 頂角 $A=1^\circ 00'$, 付加頂角 $\omega=0^\circ 20'$
- 直視波長 $\lambda_0=4350 \text{ \AA}$
- 乾板上の分散 $d_i=1395 \text{ \AA/mm at } H_r$.
- スペクトルの長さ $L=1.0 \text{ mm (3700\AA} \sim 5000 \text{ \AA)}$
- 限界等級 $m_l \sim 16^{m0}$
- 厚さ 平均 6.0 cm
- 透過率 $\begin{cases} 68\% & \text{at } 4000 \text{ \AA} \\ 36\% & \text{at } 3500 \text{ \AA} \end{cases}$
- 材質 F2-BK7
- 重量 160 kg (ガラスのみ)

3. 輝線スペクトルの観測限界

輝線スペクトルは, エネルギーが狭い波長域に集中しているため, 非常に, 観測にかかりやすく, 連続スペクトルが弱い場合には夜光との S/N 比だけが問題になるの

第 1 表 輝線スペクトルの限界等級

m_{pg}	m_l		
	$n=1$	$n=2$	$n=5$
19.6	19.6(50)	18.9(66)	17.9(83)
18.0	19.4(21)	18.7(34)	17.7(57)
16.0	18.9(6)	18.2(12)	17.2(25)
14.0	17.2(4)	16.5(9)	15.5(20)
12.0	15.5(4)	14.8(7)	13.8(17)

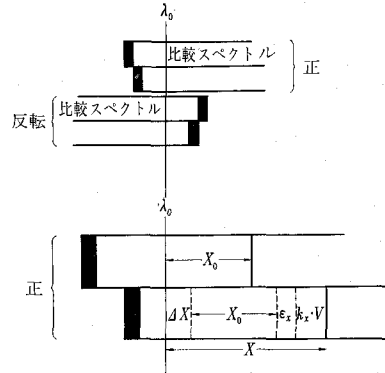
で, 半値幅が乾板の粒子の大きさに一致するような輝線は, 分光されない星と同じ限界等級を持つことになる。

表に半値幅 2000 km/sec の輝線に対する限界等級を示す。表中の m_{pg} は, 対象天体の連続光による写真等級, m_l は各々 1 本, 2 本, 5 本の同じ強さの輝線があった場合の輝線スペクトル全体の明るさ。これ以上明るくなければ輝線は乾板上で連続光と夜光の合成の黒みを超えられない。括弧内は, その限界の場合の全光量に対する輝線の割合 (パーセント) を示す。夜光の明るさは, 一平方秒あたり 22.0 等, 星像を 2" とした。

4. 視線速度測定における若干の特徴

先にも書いたように, 対物プリズムでは比較スペクトルを直接焼き付けることはできないので, Fehrenbach 自身は Hartmann 式相対測定法の変形を提唱し, 測定を実行している。

測定すべきスペクトルは, ひとつの対象につき, λ_0 を



第 4 図 視線速度の測定

中心として反転した二本のスペクトルである。これに第 4 図のように正確に同じ倍率に拡大された比較スペクトル(視線速度がわかっていて, 形ができるだけ近いもの)をはさみ込むように投影する。ここで λ_0 は直視波長, X_0 は λ_0 から比較スペクトル線までの距離であり, それに対して測定すべき天体のスペクトル線の位置 X は X_0 とスペクトル全体のずれ ΔX , 視線速度 V によるずれ $k_x \cdot V$ および, 観測条件の違いに起因する誤差 ϵ_x の和である。

$$X = X_0 + \Delta X + \epsilon_x + k_x \cdot V$$

逆向きのスペクトルに関しては, 同様に

$$X' = X_0' + \Delta X - \epsilon_x' - k_x \cdot V$$

したがってある線スペクトルの基準からのずれ ΔS は 辺々引いて,

$$\Delta S = \epsilon_x + \epsilon_x' + 2k_x \cdot V \text{ となり,}$$

$$\epsilon_x + \epsilon_x' = E_x = E_0 + MX$$

$$2k_x \cdot V = K_x \cdot V = K_0(1 + SX)$$

と置けば, 後は Hartmann 法の場合とまったく同様に視線速度を決定することができる。